PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 23. 15. November 1908. 9. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 24 am 23. November 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

Flemming, Beobachtungen der atmosphärischen Radioaktivität vom Freiballon aus. S. 801.

J. Rosenthal, Über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen Stromstärken. S. 803.

J. Radakovits, Das Energieprinzip in der Lorentzschen Elektronentheorie. S. 804.

J. J. T. Chabot, Über das elastische Element der mechanischen Modelle von Vorgängen im Äther. S. 805.

A. Wendler, Ein Wagevoltameter. S. 806.

J. Robinson, Bemerkung zur Königschen Theorie über die Bildung der Rippen beim Versuch mit der Kundtschen Röhre. S. 807.

Vorträge und Diskussionen von der 80. Naturforscherversammlung zu Köln:

E. Meyer, Über Lumineszenzerscheinungen an blauem Flußspat. S. 810.

H. W. Schmidt u. P. Cermak, Beitrag zur Frage über den Einfluß der Temperatur auf die Umwandlung radioaktiver Substanzen. S. 816.

E. Ladenburg (†) u. K. Markau, Über die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrischer Elektronen. S. 821.

M. Planck, Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und Reaktion in der allgemeinen Dynamik. S. 828.

O. v. Baeyer, Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke. S. 831.

P. Zeeman, Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der Sonne. S. 834.

P. Nordmeyer, Über Funkenpotentiale bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken. S. 835.

W. Krebs, Das meteorologische Jahr 1907/1908. S. 844.

W. Krebs, Die Beobachtung der Sonnenfinsternis im Dezember 1908 und die Erforschung des Bouvet-Meeres. S. 846.

W. Krebs, Das Bild der Erde in Mondentfernung. S. 846.

W. Krebs, Photographien der Nachdämmerung des 30. Juni 1908 und einer Bishopschen Aureole. S. 847.

Besprechungen:

Aspirations-Psychrometer-Tafeln. S. 848.

E. Neuhauß, Lehrbuch der Mikrophotographie. S. 848.

G. Mie, Moleküle, Atome, Weltäther. S. 848.

Personalien. S. 848.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beobachtungen der atmosphärischen Radioaktivität vom Freiballon aus.

Von Stabsarzt Flemming.

Bekanntlich enthält die atmosphärische Luft normalerweise die radioaktiven Emanationen des Radiums und Thoriums, deren Ursprung in dem Radium- und Thoriumgehalt der Erdsubstanz zu suchen ist. Durch aufsteigende Luftströme getragen und durch Diffusion dringen diese gasförmigen Körper von der Erdoberfläche aus in die Atmosphäre ein, während gleichzeitig ihre Umwandlung in nicht gasförmige Produkte nach Maßgabe der betreffenden Halbierungskonstanten vor sich geht. Bei der Thoriumemanation, die schon in etwa einer Minute auf die Hälfte der anfänglichen Menge zurückgeht, wird schon in geringer Höhe über der Erdoberfläche die Grenze der Nachweisbarkeit erreicht sein, während die des Radiums mit einer Halbierungskonstante von $3^1/_2$ Tagen sich vielleicht weiter von der Erdoberfläche entfernen kann, als unsere Untersuchungsmethoden reichen.

Eine fortlaufende Reihe von Messungen über den Gehalt der Höhenluft an radioaktiver Emanation hat Herr Jaufmann[1]) auf der Zugspize angestellt. Die Herren Elster und Geitel haben mich veranlaßt, als eine Art Ergänzung dieser Arbeit in der freien Atmosphäre vom Ballon aus zunächst nur gelegentlich und in wesentlich qualitativer Weise Beobachtungen der atmosphärischen Radioaktivität zu machen. Im folgenden möchte ich kurz über die Methode und die Ergebnisse berichten.

Wenn es sich darum handelt, die in der atmosphärischen Luft verteilten Zerfallsprodukte der Radium- oder Thoriumemanation zu sammeln, so verfährt man bei Versuchen an der Erdoberfläche bekanntlich so, daß man einen isolierten Draht von etwa 10 m Länge an den negativen Pol einer galvanischen Batterie oder einer Trockensäule anschließt, deren positiver Pol geerdet ist. Zwischen dem negativ geladenen Draht und der Erdoberfläche wird so ein elektrisches Feld gebildet, dessen Kraftlinien die Bahnen bezeichnen, in welchen sich die Zerfallsprodukte der Emanation, soweit sie positiv geladen sind, zu dem Drahte hin bewegen. Dies Verfahren ist bei Beobachtungen vom Ballon aus ohne weiteres nicht brauchbar, da hier eine Erdleitung fehlt und das Vorzeichen der elektrischen Eigenladung des Ballons wechselnd sein kann. Dagegen läßt sich ein konstantes elektrisches Feld zwischen zwei frei herabhängenden Drähten erzielen, die mit den Polen einer Trockensäule leitend verbunden sind. Auf dem mit dem negativen Pol ver-

1) Inaugural-Dissertation, Techn. Hochschule München, 1908.

Nr. u. Datum	Aufstiegs- und Landungsort	Luftdruck in Berlin	Temperatur in Berlin	Fahrtrichtung nach	Durchschnittliche Geschwindigkeit in km	Tageszeit der Messung	Höhe des Ballons in Metern	Bewölkung unter dem Ballon	Bewölkung über dem Ballon	Drahtlänge in Metern	Aktivität des Drahtes pro 1 m (A)	Voltverlust pro Minute bei der Isolationsprobe	Bemerkungen
I 26./27. VII. 1907	Berlin—Bobrowniki (Rußland)	756,3—757,0	14,6	E	22	8^h30–10^h30 $a.m.$ 11 a—1 p	1600—2500 2500—3700	6—10 5—7	4—8 0	15 40	**5,0** **3,1**	0,55 0,10	
II 2. II. 1908	Berlin—Königsbrück bei Dresden	754,2—757,9	—1,8 bis —0,9	S—SE	21	$1^1/_4$—$3^1/_4$ p	1500—1800	10	10	33,3	**3,2**	1,40	
III 30./31. V. 1908	Bitterfeld—Ermsleben a./Harz	759,3—760,1	21,0—28,0	NE—E—SE—W—NW	16,7	$6^1/_2$—8 a 8—$9^1/_2$ a $9^3/_4$—$10^1/_2$ a	500—800 900—1200 1300—1600	0 0 0	0 0 0	20 10,7 15	**11,3** **3,4** **5,4**	0,87 — —	Am 29. V. fand sich im Hof der Kaiser Wilhelms-Akademie zu Berlin **A = 2,2**
IV 19. VII. 1908	Berlin—Schandelah (Braunschweig)	751,0—749,9	16,0—27,0	W—SW	18,5	$10^3/_4$—12 $a.m.$ $12^3/_4$—$1^3/_4$ p 2—3 p 3—4 p $5^1/_2$—$6^1/_2$ p	500—700 600—1000 1200—1400 900—1100 1500—1800	6—7 3—4 0 0 0	6—7 3—4 0 0 0	21 18 20 12 15	**0,41** **4,5** **13,0** **23,0** **9,6**	0,06 — — — —	Unmittelbar vor Beginn der Exposition starker Gewitterregen. Am 17. VIII. ergab sich im Hof der Kaiser Wilhelms-Akademie **A = 2,3**. Während des ganzen Tages Gewitterstimmung.
V 7./8. IX. 1908	Berlin—Elbing	755,0—757,6	12,1—25,1	E—NE	23,6	6—7 a 7—8 a 8—9 a 9—10 a 10 a—11 a 11 a—12 m 12 m—1 p	0—500 500—1000 1000—1300 1300—1500 1500—1600 1400—1500 1250—1600	0 0 0 1—2 0 0 0	0 0 0 1—2 0 0 0	13,5 8,5 5,0 8,0 9,0 11,5 12,0	**1,64** **3,4** **7,4** **4,8** **4,2** **4,7** **5,7**	0,0 — — — — — —	Am 3. IX. ergab sich für A im Hof der Kaiser Wilhelms-Akademie der Wert **1,1** und nach der Fahrt am 9. IX. auf dem Gelände des Luftschifferbataillons **12,4**. Bei den Aktivitätsbestimmungen im Ballon wurde nach Schluß der Messung der Drahtnetzzylinder mit dem aufgewundenen Draht aus dem Zerstreuungszylinder entfernt; die Divergenz der Elektroskopblättchen zeigt alsdann im Verlaufe von 20 Minuten eine Abnahme, die 0,3 Skalenteile nicht überschritt. Auch der positiv geladene Draht erwies sich schwach aktiv.

bundenen wäre dann eine Ansammlung aktiver Substanz zu erwarten.

Die verwandte, von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig gelieferte Hochspannungstrockensäule zeigte bei Ableitung eines Poles eine freie Spannung von etwa 2000 Volt. Sie wurde an den Korbleinen außerhalb des Ballonkorbes verankert und an ihren Polen mit dünnen blanken Kupferdrähten armiert. Die auf diese Weise auf hohe Potentialdifferenz gebrachten, unten mit Blei beschwerten Drähte wurden 1—2 Stunden in verschiedenen Höhen dem Einfluß der freien Atmosphäre überlassen, dann wurde der an den negativen Pol angeschlossene auf einen Drahtnetzzylinder gewickelt und in den Apparat zur Messung der Elektrizitätszerstreuung nach Elster und Geitel eingeführt, dessen auch unten verschlossener Schutzzylinder die Ionisierungskammer bildete. Noch während der Fahrt, unmittelbar nach dem Einholen des Drahtes, wurde mit Hilfe des Aluminiumblattelektroskops der Ladungsverlust in einem gemessenen Zeitintervall festgestellt.

Die Beobachtung war zunächst mit Schwierigkeiten verbunden, zumal wenn mehrere Mitfahrende den Ballonkorb in größere Schwankungen versetzten und dadurch die Blättchen des Elektroskops in leitende Verbindung mit dem Elektroskopgehäuse brachten. Durch passende Aufhängung gelang es jedoch nach mancherlei Vorversuchen, eine genügend lange Beobachtung des Apparates zu ermöglichen.

Bei der Exposition der Drähte konnte eine von Versuch zu Versuch gleichlange Zeit nicht immer innegehalten werden, sie wurde insbesondere dann beschränkt, sobald der Ballon sein Niveau änderte.

Auf Seite 802 sind die Messungen zugleich mit den Kontrollen vor und nach der Prüfung des aktiven Drahtes tabellarisch zusammengestellt unter Angabe der Tageszeit und Expositionsdauer, der verwandten Drahtlänge, der Höhe, der Bewölkung, der Temperatur und des Barometerstandes um 7^h a. m. und 2^h p. m. in Berlin am Beobachtungstage (nach Aufzeichnungen des Berliner Wetterbureaus) sowie der durchschnittlichen Fahrtgeschwindigkeit des Ballons.

Um die beobachteten Aktivitäten annähernd untereinander vergleichbar zu machen, sind die am Elektroskop beobachteten Voltabnahmen (nach angebrachter Korrektion des Isolationsfehlers) auf 1 Stunde und 1 m Drahtlänge umgerechnet. Doch werden hierbei die Zahlen, die nach nur einstündiger Exposition des Drahtes gewonnen wurden, bestimmt zu klein ausfallen.

Als Resultat ergibt sich, daß selbst in Höhen von über 3000 m radioaktive Emanation vorhanden ist. Auffallend groß sind die Werte bei der vierten Fahrt. Wie unter der Rubrik „Bemerkungen" angegeben, herrschte während der Dauer der ganzen Fahrt Gewitterstimmung. Ob das Zusammentreffen der hohen Werte zwischen 2 und 4^h p. m. mit dieser Witterungslage ein Zufall ist oder ob hierbei ein ursächlicher Zusammenhang vorliegt, läßt sich natürlich auf Grund einer vereinzelten Beobachtung nicht entscheiden.

Versuche zur Ermittelung der Halbierungskonstanten der in großen Höhen gesammelten aktiven Zerfallsprodukte sind in Aussicht genommen.

(Eingegangen 13. Oktober 1908.)

Über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen Stromstärken.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Josef Rosenthal.

Gelegentlich von Versuchen, welche ich unternahm, um die Übertragung von Photographien nach dem Kornschen oder einem ähnlichen Verfahren in kürzester Zeit zu ermöglichen, habe ich auch einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen angestellt, welche ich im nachfolgenden kurz berichten möchte.

Korn hat bekanntlich das Hindernis, welches die Trägheit der Selenzelle seinem Verfahren entgegenstellte, durch eine sinnreiche Kompensationsmethode, wenn auch nicht vollständig, so doch zum Teil beseitigt. Da ich bei meinen Versuchen mit lichtelektrischen Gaszellen, wenigstens mit den mir zur Verfügung stehenden Hilfsmitteln (Einthovensches Galvanometer) eine Trägheit selbst bei relativ großen Stromstärken nicht konstatieren konnte, eine solche also, wenn überhaupt nachweisbar, jedenfalls sehr klein ist, so müßte sich nach meiner Ansicht für schnelle Übertragung von Lichteffekten die lichtelektrische Gaszelle besser eignen als die Selenzelle, und müßte durch ihre Verwendung auch das Problem des Fernsehens der Verwirklichung näher gerückt werden können.

Soweit mir bekannt, waren die bisher mit lichtelektrischen Gaszellen verwendeten Ströme außerordentlich schwach; ich versuchte daher zunächst, Zellen für größere Stromstärken — wie sie für den oben angegebenen Zweck wünschenswert sind — zu erhalten[1]) und ist es mir auch bereits gelungen, natürlich bei entsprechend starker Belichtung, Stromstärken von mehreren Milliamperes zu erreichen. Als lichtelektrische Substanz benutzte ich Rubidium, das bekanntlich schon von Elster und Geitel als hierfür besonders gut geeignet erkannt wurde.

Die Anode meiner Zellen bildete ich als

1) Von der Polyphos-Gesellschaft, München zu beziehen.

Heizdraht aus, so daß sie während des Evakuierens mittels elektrischen Stromes erhitzt und dadurch besser von den in und an ihr befindlichen Gasen und Dämpfen befreit werden konnte; andererseits konnte man dadurch das während der Herstellung der Zellen an der Anode niedergeschlagene Rubidium durch Verdampfung entfernen, was besonders dann von Wichtigkeit ist, wenn die Zelle als Ventil benutzt werden soll (z. B. zur Messung oder Konstatierung schwacher Wechselströme mittels Gleichstrominstrumenten).

Die Zellen wurden entweder mit Wasserstoff oder mit Helium gefüllt. Beim Vergleich beider zeigte sich, daß die Stromstärke der Rubidium-Wasserstoffzelle, als Funktion der Spannung dargestellt, schon bei relativ niederen Spannungen sich asymptotisch einem Maximalwert nähert, der um so höher liegt, je stärker die Belichtung gewählt wurde. Bei der Rubidium-Heliumzelle dagegen konnte ich ein solches Maximum — wenigstens soweit meine bisherigen Versuche reichen — nicht konstatieren. Die Charakteristik steigt hier vielmehr nahezu geradlinig an, und zwar, wie zu erwarten, um so steiler, je stärker die Belichtung war. Die von mir bisher verwendeten Spannungen betrugen allerdings maximal nur 220 Volt. Während die Helium-Rubidiumzelle für intensive Ströme besser geeignet sein dürfte als die Wasserstoff-Rubidiumzelle, ist letztere sehr gut als Stromregulator zu verwenden, da von einer bestimmten relativ geringen Spannung ab eine Änderung der letzteren keine oder fast keine Stromänderung verursacht und andererseits, wenn man nur genügend hohe Spannung an die Zelle anlegt, auch eine Änderung des Widerstandes im Stromkreis keine oder wenigstens keine wesentliche Stromänderung hervorrufen kann. Wegen seiner verschwindend geringen Nachwirkung kann dieser Stromregulator auch bei sehr schnell sich ändernden Strömen verwendet werden, was möglicherweise bei der Übertragung telegraphischer Zeichen durch lange Leitungen Anwendung finden könnte.

München, 18. September 1908.

(Eingegangen 19. September 1908.)

Das Energieprinzip in der Lorentzschen Elektronentheorie.

Von Johann Radakovits.

Die Frage, ob das Gesetz von der Erhaltung der Kraft in der Lorentzschen Elektronentheorie gewahrt ist, interessiert gewiß manchen Fachgenossen. Die Lorentzschen Rechnungen über die Verhältnisse der elektromagnetischen Energie in bewegten Nichtleitern[1]) in breiter Darstellung zu bringen, hätte keinen sonderlichen Wert, da man sich dieses Problem mit Zuhilfenahme von H. A. Lorentz, Maxwells elektromagnetische Theorie, § 4 Hilfssätze; Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften V/II 1, 13 und der beiden Bände M. Abraham, Theorie der Elektrizität, zurechtlegen kann.

Von hoher Bedeutung ist die Endformel auf Seite 254:

$$\left.\begin{aligned} &-(W_e+W_m)\ \mathrm{div}\ \mathfrak{w}-(\mathfrak{E}\cdot\dot{\mathfrak{E}}_{(r)})-(\mathfrak{E}'\cdot\dot{\mathfrak{P}}_{(r)})\\ &\qquad\qquad -(\mathfrak{H}\cdot\dot{\mathfrak{H}}_{(r)})\\ &\left(\frac{\partial W_{e\mathfrak{p}}}{\partial x_x}\right)_{\mathfrak{p}}\dot{x}_x-\text{usw.}-\left(\frac{\partial W_{e\mathfrak{p}}}{\partial x_y}\right)_{\mathfrak{p}}\dot{x}_y-\text{usw.}, \end{aligned}\right\} A$$

was nach Lorentz die Abnahme der elektromagnetischen Energie darstellen soll.

Lorentz betrachtet ein substantielles Volumelement, schreibt aber alle Ausdrücke für die Raum- und Zeiteinheit auf; wir können daher auf A eine Formel anwenden, welche wir aus (16), (18) und (19)[3] ableiten. Wir wählen zwei vorläufig voneinander verschiedene Vektoren $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$, berechnen $\dot{\mathfrak{A}}_x$ nach (19) und $\dot{\underline{\mathfrak{B}}}_x$ nach (18), multiplizieren $\dot{\mathfrak{A}}_x$ mit $\mathfrak{B}_x$ und $\dot{\underline{\mathfrak{B}}}_x$ mit $\mathfrak{A}_x$ und addieren die beiden Ausdrücke:

$$\left.\begin{aligned} &\dot{\mathfrak{A}}_x\mathfrak{B}_x+\mathfrak{A}_x\dot{\underline{\mathfrak{B}}}_x=\dot{\mathfrak{A}}_{(r)x}\mathfrak{B}_x+\mathfrak{A}_x\dot{\mathfrak{B}}_{(r)x}\\ &+\mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_x\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w}-\frac{1}{2}\dot{x}_y(\mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_y-\mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_x)\\ &+\frac{1}{2}\dot{x}_z(\mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_x-\mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_z) \end{aligned}\right\}; \qquad B$$

ebenso erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} &\dot{\mathfrak{A}}\,\mathfrak{B}_y+\mathfrak{A}_y\dot{\underline{\mathfrak{B}}}_y=\dot{\mathfrak{A}}_{(r)y}\mathfrak{B}_y+\mathfrak{A}_y\dot{\mathfrak{B}}_{(r)y}+\mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_y\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w}\\ &-\frac{1}{2}\dot{y}_z(\mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_z-\mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_y)+\frac{1}{2}\dot{y}_x(\mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_y-\mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_x) \end{aligned}\right\} C$$

und

$$\left.\begin{aligned} &\dot{\mathfrak{A}}_z\mathfrak{B}_z+\mathfrak{A}_z\dot{\underline{\mathfrak{B}}}_z=\dot{\mathfrak{A}}_{(r)z}\mathfrak{B}_z+\mathfrak{A}_z\dot{\mathfrak{B}}_{(r)z}\\ &+\mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_z\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w}-\frac{1}{2}\dot{z}_x(\mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_x-\mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_z)\\ &+\frac{1}{2}\dot{z}_y(\mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_z-\mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_y) \end{aligned}\right\}; \qquad D$$

aus B, C und D bekommen wir durch Addition:

$$\begin{aligned} &(\dot{\mathfrak{A}}_x\mathfrak{B}_x+\dot{\mathfrak{A}}_y\mathfrak{B}+\dot{\mathfrak{A}}_z\mathfrak{B}_z)+(\mathfrak{A}_x\dot{\underline{\mathfrak{B}}}_x+\mathfrak{A}_y\dot{\underline{\mathfrak{B}}}_y+\mathfrak{A}_z\dot{\underline{\mathfrak{B}}}_z)\\ &=(\dot{\mathfrak{A}}_{(r)x}\mathfrak{B}_x+\dot{\mathfrak{A}}_{(r)y}\mathfrak{B}_y+\dot{\mathfrak{A}}_{(r)z}\mathfrak{B}_z)+(\mathfrak{A}_x\dot{\mathfrak{B}}_{(r)x}\\ &+\mathfrak{A}\,\dot{\mathfrak{B}}_{(r)y}+\mathfrak{A}_z\dot{\mathfrak{B}}_{(r)z})+(\mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_x+\mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_y\\ &+\mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_z)\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w} \end{aligned}$$

oder

$$\begin{aligned} &(\dot{\mathfrak{A}}\cdot\mathfrak{B})+(\mathfrak{A}\cdot\dot{\underline{\mathfrak{B}}})=(\dot{\mathfrak{A}}_{(r)}\cdot\mathfrak{B})+(\mathfrak{A}\cdot\dot{\mathfrak{B}}_{(r)})\\ &\qquad+(\mathfrak{A}\cdot\mathfrak{B})\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w}; \end{aligned} \qquad E$$

wir multiplizieren E mit $d\,S$ und wenden (16) an:

1) H. A. Lorentz, Elektronentheorie § 54, Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften V/II 1, 14.

2) Bezüglich der Bedeutung der Buchstaben und Operationen verweise ich auf Lorentz.

3) H. A. Lorentz, Maxwells elektromagnetische Theorie § 4, Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften V/II 1, 13.

$$\left.\begin{aligned}&\{(\dot{\mathfrak{A}}_{(r)}\cdot\mathfrak{B})+(\mathfrak{A}\cdot\dot{\mathfrak{B}}_{(r)})+\mathfrak{A}\cdot\mathfrak{B})\operatorname{div}\mathfrak{w}\}\,dS\\&\qquad=\frac{d}{dt}\{(\mathfrak{A}\cdot\mathfrak{B})\,dS\}\end{aligned}\right\};\qquad F$$

F formen wir nun in zweifacher Weise um:

1. $\mathfrak{B}=\mathfrak{A}$

$$\left\{(\mathfrak{A}\cdot\dot{\mathfrak{A}}_{(r)})+\frac{1}{2}\mathfrak{A}^2\operatorname{div}\mathfrak{w}\right\}dS=\frac{d}{dt}\left\{\frac{1}{2}\mathfrak{A}^2\,dS\right\};\qquad G$$

2. $\mathfrak{B}=(\nu)\mathfrak{A}\quad \nu_{12}=\nu_{21}$

$$\left.\begin{aligned}&\left\{((\nu)\mathfrak{A}\cdot\dot{\mathfrak{A}}_{(r)})+\frac{1}{2}((\nu)\mathfrak{A}\cdot\mathfrak{A})\operatorname{div}\mathfrak{w}\right.\\&\qquad\left.+\frac{1}{2}(\mathfrak{A}\cdot\{(\nu)\mathfrak{A}\}^{\cdot}_{(r)\,\partial\mathfrak{A}=0})\right\}dS\\&\qquad=\frac{d}{dt}\left\{\frac{1}{2}((\nu)\mathfrak{A}\cdot\mathfrak{A})\,dS\right\}.\end{aligned}\right|\qquad H$$

G wenden wir auf das erste und dritte Glied und H auf das zweite von

$$W=\frac{1}{2}\mathfrak{E}^2+\frac{1}{2}((\eta')\mathfrak{P}\cdot\mathfrak{P})+\frac{1}{2}\mathfrak{H}^2\quad\left\{\begin{matrix}(\text{XXXIX}'')\\(\text{XL}')\end{matrix}\right.$$

an und berücksichtigen

$$\mathfrak{P}=(\eta)\mathfrak{E}'\quad \eta_{12}=\eta_{21}\qquad(\text{XXXIV}''')$$

oder vielmehr

$$\mathfrak{E}'=(\eta')\mathfrak{P}\quad \eta'_{12}=\eta'_{21}:$$

$$\frac{d}{dt}\{W\,dS\}=\left\{W\operatorname{div}\mathfrak{w}+(\mathfrak{E}\cdot\dot{\mathfrak{E}}_{(r)})+(\mathfrak{E}'\cdot\dot{\mathfrak{P}}_{(r)})\right.$$
$$\left.+(\mathfrak{H}\cdot\dot{\mathfrak{H}}_{(r)})+\frac{1}{2}(\mathfrak{P}\cdot\dot{\mathfrak{E}}'_{(r)\,\partial\mathfrak{P}=0})\right\}dS;$$

$\frac{1}{2}(\mathfrak{P}\cdot\dot{\mathfrak{E}}'_{(r)\,\partial\mathfrak{P}=0})$ ist die Zunahme, welche W_{et} in der Zeiteinheit erfährt, wenn dS nicht rotiert und $\mathfrak{P}$ unverändert bleibt, die Koeffizienten η' aber die Änderungen haben, welche durch die Deformationsgeschwindigkeiten $\dot{x}_x$ usw., $\dot{x}_y$ usw. verursacht werden. Lorentz bezeichnet diese Zunahme von W_{et} mit

$$\left(\frac{\partial W_{et}}{\partial x_x}\right)_{\mathfrak{P}}\dot{x}_x+\text{usw.}+\left(\frac{\partial W_{et}}{\partial x_y}\right)_{\mathfrak{P}}\dot{x}_y+\text{usw.}^{1})$$

Die erste Zeile von A stellt $-\frac{d}{dt}\{W\,dS\}$ bei konstantem η' dar, die zweite die Änderung infolge der Veränderlichkeit der η'; das Energieprinzip ist gewahrt.

Bezüglich der Gleichsetzung von $\mathfrak{E}=\mathfrak{E}'$ und $\mathfrak{H}=\mathfrak{H}'$ an drei Stellen der Lorentzschen Rechnungen verweise ich auf die Enzyklopädie V/II 1, Seite 177 und 253.

1) Vergleiche Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften V/II 1, 13, Seite 109.

Leoben, 10. Oktober 1908.

Über das elastische Element der mechanischen Modelle von Vorgängen im Äther.

Von J. J. Taudin Chabot.

Die Konstrukteure mechanischer Modelle von Vorgängen im Äther pflegen selbsttätig zurückgehende Deformationen als Ausfluß der Elastizität eines besonders eingeschalteten materiellen Systems (Metalldrahtspirale, Gummibands, Gases usw.) zu veranschaulichen, ohne daß zuvor auch dieses mechanisch restlos verständlich gemacht wäre; die Konstruktion erscheint mithin als unvollkommenes mechanisches Modell.

Untersucht man die Frage, ob es dann überhaupt möglich ist, ein vollkommenes mechanisches Modell herzustellen, d. h. ein solches, das an Stelle des undefinierbaren federnden Gliedes eine durchsichtige Anordnung zeigt, so ergibt sich in einem Falle eine bejahende Antwort. Zu dieser Lösung des Problems erinnern wir uns an Sires gyrostatisches Pendel. Dasselbe zeigt bekanntlich eine rotierende Linse, deren Drehachse in der Pendelebene normal zur Pendelstange selbst liegt, während seine Aufhängung mittels einer Schwungmaschine exzentrisch im Kreise herumgeführt wird. Dabei strebt dann das Pendel einem derartigen Ausschlag zu, daß die Drehachse seiner Linse der Drehachse der Schwungmaschine möglichst parallel lagert, und zwar so, daß beide Drehungen gleichsinnig verlaufen. Bei gegebener Masse, M, des Pendels, einschließlich m der rotierenden Linse, nebst Länge, l, der Pendelstange ist der jeweilige Pendelausschlag eine Funktion der Winkelgeschwindigkeit ω, von m und der Winkelgeschwindigkeit, Ω, der Pendelaufhängung exzentrisch um die Schwungmaschinenachse. Der Ausschlag läßt sich durch eine äußere Kraft verändern, mit deren Verschwinden er aber — bei unveränderten g, M, l, ω und Ω — wiederum dem ursprünglichen Wert zustrebt.

Von Herrn Sires gyrostatischem Pendel gelangen wir nun dadurch, daß wir den Gyrostat ausbalanzieren, d. h. die Gravitation $g=0$ machen, oder auch die Pendellänge $l=0$ nehmen, zum mechanischen Urbild eines elastischen Systems, das sich an Stelle von sonstigen Federungen einfügen läßt, wo man ein vollkommenes mechanisches Modell wünscht: durch bloße Variation von ω und Ω kann hier von vollkommener Plastizität bis zur beliebigen Starrheit gewechselt werden. —

Es muß dahingestellt bleiben, ob die tatsächlichen ultramolekularen Vorgänge bei den elastischen Verschiebungen sich in der geschilderten Weise vollziehen; immerhin aber begegnen wir einer solchen Kombination zweier Rotationen im größten Maßstabe im Welten-

raum beim Umlauf Ω eines mit Achsendrehung $\omega > 0$ ausgestatteten Planeten m: es ist hier der Bahnradius $r = l$ und eine äußere Kraft $g = 0$. Einer Ablenkung der Planetachse würde sich eine (mit dem Sinus des Ablenkungswinkels wachsende) „elastische Kraft" entgegenstellen; solche Kräfte aber erscheinen, wofern wiederum das gesamte Planetensystem in nicht gerader Bahn fortschreitet.

Diese Erkenntnis zeitigt die Frage nach einem Zusammenhang zwischen dem Fortschreiten eines Planetensystems im Raume und der geneigten Stellung sowie den Schwankungen der Achsen seiner Glieder (namentlich nach den Beobachtungen an der Erdachse).

Glion, 10. Oktober 1908.

(Eingegangen 12. Oktober 1908.)

Ein Wagevoltameter.

Von A. Wendler.

Es ist bekannt, wie fruchtbar sich das Prinzip der Wage bei einer großen Reihe von physikalischen Meßapparaten erweist (hydrostatische und Mohrsche Wage, Kleibersche Gaswage, elektrostatische Wage, Kombinationen zur Messung magnetischer Momente, Wagebarometer usw.).

Bei der meines Wissens bis jetzt noch nicht [1]) versuchten Anwendung dieses Prinzips auf voltametrische Meßinstrumente gelingt es, die Vorzüge der Gewichtsvoltameter (größere Genauigkeit) und der Volumvoltameter (größere Bequemlichkeit) zu vereinigen und insbesondere die wesentlichsten Fehlerquellen der gewöhnlichen Kupfervoltameter zu eliminieren.

Fig. 1 und 2 zeigen, von vorn und oben gesehen, die unter Weglassung nebensächlicher Apparatteile schematisch skizzierte Anordnung.

1) Anmerkung der Redaktion: Die Anwendung der Wage als Voltameter ist an sich keineswegs neu. Vgl. z. B.: H. Danneel, Ztschr. f. Elektrochemie **4**, 155; Pfanhauser, a. gl. O. **7**, 923; Paweck und Burstyn, a. gl. O. **9**, 183. Trotz dieses Irrtums erschien der Redaktion die vom Verfasser vorgeschlagene Form wegen der Verdoppelung des Effektes durch Aufhängung beider Elektroden jedenfalls mitteilenswert.

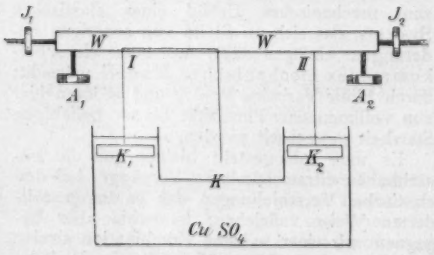

Fig. 1.

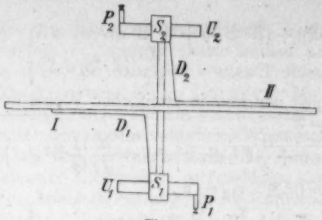

Fig. 2.

In das mit $CuSO_4$ (spez. Gew. 1,16) gefüllte U-förmige Gefäß K von etwa 5 cm Röhrendurchmesser tauchen die beiden gleichgroßen Kupferscheiben K_1 und K_2, welche mittels Platindrähten in I und II in gleichem Abstand vom Drehpunkt entfernt an einem aus nichtleitendem Material (Bein usw.) gefertigten Wagebalken W hängen. Dieser trägt an beiden Enden die Justierschräubchen $\mathcal{J}_1$, $\mathcal{J}_2$ und kann durch die (in Fig. 1 nur angedeuteten) Arretierschrauben A_1, A_2 festgehalten werden. Die in Fig. 2 von oben gesehene Achse des Wagebalkens besteht aus dem gleichen Isoliermaterial wie W und endet in Metallschneiden S_1, S_2, die mit ihrer unteren Kante auf den Metallunterlagen U_1, U_2 aufliegend die Zu- und Ableitung des Stromes vermitteln, so daß der Strom etwa folgenden Verlauf hat:

$$P_1 - U_1 - S_1 - D_1 - I - K_1 - CuSO_4 - K_2 - II - D_2 - S_2 - U_2 - P_2.$$

War also nach Einsenkung der Elektroden in die Flüssigkeit durch Verstellen von $\mathcal{J}_1$ und $\mathcal{J}_2$ Gleichgewicht hergestellt (Einspielenlassen des Zeigers auf den Nullpunkt mit darauffolgender Arretierung!), so erscheint dasselbe nach erfolgter Elektrolyse bei Lösung der Schrauben A_1, A_2 gestört und muß durch Aufsetzen von Reitergewichten R auf den Wagbalken wiederhergestellt werden, wobei nur der Abstand des Reiters vom Drehpunkt auf der an W angebrachten Millimeterteilung abzulesen ist. Das spez. Gewicht der Kupfersulfatlösung läßt sich, wenn nötig, am Apparat selbst ermitteln, indem man nach Entfernung der Elektroden in I oder II ein mittels der Schrauben $\mathcal{J}_2$ oder $\mathcal{J}_1$ auszubalancierendes Glasstäbchen einhängt und weiter nach dem Prinzip der Mohrschen Wage verfährt [1]).

Der Hauptvorzug dieses Wagevoltameters vor den üblichen Kupfervoltametern besteht in der Bequemlichkeit des Meßverfahrens, das unter entsprechender Benutzung der Justierschrauben ohne jede Auswechslung der Elektroden ununterbrochen angestellt werden kann. Aus praktischen Gründen empfiehlt es sich, eine Messung zu wiederholen, wobei der Strom

1) Die bei stärkerer Elektrolyse auftretende schädliche Erwärmung wird vermieden dadurch, daß man das Gefäß K in einen Kühltrog einstellt.

das zweite Mal die entgegengesetzte Richtung hat wie bei der ersten Messung, da auf diese Weise die Elektrodenveränderung im wesentlichen wieder rückgängig gemacht wird und durch das arithmetische Mittel der beiden Ablesungen zugleich Fehler der Wagarme eliminiert werden.

Indem bei den gewöhnlichen Kupfervoltametern die Kathode aus der Lösung genommen und zum Zwecke der Wägung hergerichtet werden muß, ist dafür zu sorgen, daß der Niederschlag gut haftet. Dies setzt aber nach Kittler, Uppenborn u. a. voraus, daß auf 1 qdm Kathodenfläche bei einem Elektrodenabstand von 2 cm der Strom höchstens 3,5 Amp. beträgt, so daß zur Messung stärkerer Ströme verhältnismäßig große Elektrodenflächen nötig werden. Gerade daraus aber entspringt eine nicht unbedenkliche Fehlerquelle bei der Messung von schwachen Strömen mit ein und demselben Instrument; denn die Kupferlösung bewirkt durch Auflösung einen der Zeit proportionalen Verlust der Elektroden, welcher an der Kathode im Vergleich zu dem durch einen schwachen Strom ausgeschiedenen Niederschlag relativ groß ausfallen kann.

Da beim Wagevoltameter die Elektroden während der Messung in der Flüssigkeit bleiben[1]) und darin kaum merklich bewegt werden, so braucht die Forderung eines festhaftenden Niederschlages nicht so streng erfüllt zu werden, d. h. das Instrument verträgt unter sonst gleichen Umständen eine etwas größere Strombelastung als die gewöhnlichen Voltameter. Auch die obenerwähnte zweite Fehlerquelle kommt für das Wagevoltameter nicht in Betracht, da etwaige Elektrodenverluste beiderseitig sind und sich so der Hauptsache nach eliminieren.

Indem nun bei der vorgeschlagenen Form des Wagevoltameters die Stromdichte von Anode zu Kathode gleichmäßig verteilt ist, kann die an der Kathode niedergeschlagene Kupfermenge gleich angenommen werden der von der Anode in die Lösung gehenden, welche so unter normalen Verhältnissen von konstanter Zusammensetzung bleibt.

Bedeutet also G das bei beiden Elektroden anfänglich gleiche Gewicht, γ das Gewicht des Niederschlages, A_G und A_γ die bezüglichen Auftriebe, L den halben Abstand von I—II, R das Reitergewicht und l dessen Entfernung vom Drehpunkt (Nullpunkt der nach beiden Seiten gehenden Millimeterteilung), so ist, wenn durch den Reiter das durch die Elektrolyse gestörte Gleichgewicht wiederhergestellt ist:

$$L\cdot[G+\gamma-(A_G+A_\gamma)]=R\cdot l+L\cdot[G-\gamma-(A_G-A_\gamma)],$$

oder wegen $A_\gamma=\frac{\gamma\cdot\sigma}{s}$, wo σ[1]) und s bezw. das spezifische Gewicht der Lösung und der Elektroden bedeutet:

$$\text{I.}\quad R\cdot l=2\cdot L\cdot\gamma\cdot\left(1-\frac{\sigma}{s}\right).$$

Somit gilt wegen $\gamma=m\cdot\mathcal{J}\cdot t$[2]) die Gleichung:

$$\text{II.}\quad \mathcal{J}=c\cdot l.$$[3])

Stellt man jetzt mittels der Schräubchen $\mathcal{J}_1$ und $\mathcal{J}_2$ wieder auf 0 ein, so ist der Apparat für eine neue Messung fertig; denn ist eben

$$\text{III.}\quad G_1\cdot L-A_{G_1}\cdot L=G_2\cdot L-A_{G_2}\cdot L+x,$$

wo x die von der Neueinstellung der Schräubchen herrührende Hebelwirkung ist, so hat man nach einer neuerlichen Elektrolyse z. B.

$$\text{IV.}\quad \begin{aligned}&[G_2+\gamma'-(A_{G_2}+A_\gamma)]\cdot L+x\\ &=[G_1-\gamma'-(A_{G_1}-A_\gamma)]\cdot L+R'\cdot l',\end{aligned}$$

was in Verbindung mit III auf die Gleichung

$$\text{V.}\quad 2L\cdot\gamma'\left(1-\frac{\sigma}{s}\right)=R'\cdot l' \text{ führt.}$$

Diese ergibt analog wie I die Beziehung

$$\text{II}'.\quad \mathcal{J}=c'\cdot l'.$$

1) Bei Nichtgebrauch nimmt man die Elektroden heraus.

1) σ kann für längere Zeit mit großer Annäherung als konstant angesehen werden.

2) $\mathcal{J}$ ist die Stromstärke, t die Zeit und m das elektrochemische Äquivalent.

3) $c=\dfrac{R}{2\,m\,t\cdot L\cdot\left(1-\frac{\sigma}{s}\right)}$ ist für verschiedene R und t aus einer Tabelle zu entnehmen.

München.

(Eingegangen 25. September 1908.)

Bemerkung zur Königschen Theorie über die Bildung der Rippen beim Versuch mit der Kundtschen Röhre.

Von James Robinson.

König[1]) hat eine Theorie über die Bildung der Rippen beim Versuch mit der Kundtschen Röhre entwickelt. Er berechnete die abstoßende Kraft zwischen zwei kugelförmigen Teilchen längs der Röhrenachse. Riecke hat eine Methode zur Prüfung dieser Theorie angegeben. Diese Methode hat in der vorliegenden Arbeit Anwendung gefunden.

Wenn man als Pulver in der Röhre Eisenfeilspäne verwendet, — und es hat sich herausgestellt, daß die bekannten Rippen mit diesem Pulver erzeugt werden können — so würde es eine unmittelbare Bestätigung der Theorie sein, wenn sich ergeben sollte, daß die Figuren durch ein bestimmtes längs der Röhrenachse wirksames Magnetfeld deformiert werden.

Ich benutzte die übliche Methode zur Erzeugung der Figuren, nämlich das Anreiben eines Glasstabes. Die Rippen traten auf, wenn

1) Wied. Ann. **42**, 549, 1891.

zwei verschiedene Sorten Eisenfeilicht, eine feinere und eine gröbere, verwendet wurden, und es stellte sich heraus, daß die Figuren in jedem Einzelfalle bei einem bestimmten Ton und einer bestimmten magnetischen Feldstärke deformiert wurden.

Wenn ich nun eine Formel berechnete, in welche die für den vorliegenden Fall in Frage kommende hydrodynamische und magnetische Kraft eingehen, so zeigte sich für den Fall, daß die Rippenfiguren eben deformiert wurden, eine auffallende Ähnlichkeit zwischen den Ausdrücken für diese beiden Kräfte. Das wird sogleich aus der Betrachtung der Potentiale dieser beiden Kräfte ersichtlich.

Eine Schallwelle möge längs der Röhrenachse, die wir als z-Achse bezeichnen wollen, fortschreiten. Auf dieser Achse mögen zwei Kugeln von demselben Halbmesser R liegen. Es seien: w_0 die Geschwindigkeit einer jeden Kugel bei ihrem Durchgang durch ihre Mittellage; σ die Dichtigkeit des Fluidums zwischen den Kugeln; a, b, c, a', b', c' die Koordinaten der Kugelmittelpunkte; r der Abstand zwischen den Kugelmittelpunkten.

Dann ist:

das Potential der zwischen den Kugeln wirkenden hydrodynamischen Kraft

$$= -\frac{\pi}{2}\sigma R^6 w_0^2 \frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial c^2}.$$

Führen wir die Differentiation aus, so finden wir ohne weiteres für das Potential den Wert:

$$-\frac{\pi}{2}\sigma w_0^2 R^6 \left| \frac{1}{r^3} - \frac{3(c-c')^2}{r^5} \right|.$$

Wirkt zur gleichen Zeit ein Magnetfeld von der Stärke $\mathfrak{H}$ längs der Röhrenachse, und nehmen wir an, die Kugeln bestehen aus Eisen von der Permeabilität μ, so ist:

das Potential der zwischen den Kugeln wirkenden magnetischen Kraft

$$= \left(\frac{\mu-1}{\mu+2}\right)^2 \mathfrak{H}^2 R^6 \left| \frac{1}{r^3} - \frac{3(c-c')^2}{r^5} \right|.$$

Danach ist die gesamte auf die Kugeln wirkende Kraft dem Ausdruck

$$\frac{\pi}{2}\sigma w_0^2 - \left(\frac{\mu-1}{\mu+2}\right)^2 \mathfrak{H}^2$$

proportional.

Nun ist:

$$w_0 = 2\pi n a,$$

wo n die Schwingungszahl des benutzten Tones und a die Schwingungsamplitude der Kugel ist; auch können wir

$$\frac{\mu-1}{\mu+2} = 1$$

setzen.

Wir erhalten somit das Ergebnis, daß die gesamte auf die Kugeln wirkende Kraft proportional dem Ausdruck

$$2\pi^3 \sigma n^2 a^2 - \mathfrak{H}^2$$

ist, und daß diese Kraft verschwindet, wenn

$$\mathfrak{H} = \pi \sqrt{2\pi\sigma} \cdot na$$

wird.

Wenn wir na als konstant annehmen können, so haben wir:

$$\mathfrak{H} = k\sqrt{\sigma},$$

wo k eine Konstante ist.

Das magnetische Feld erzeugte ich mittels eines Solenoids, das ich so um die Röhre herumlegte, daß der Boden der Röhre längs der Achse des Solenoids verlief. Durch Verwendung von Glasstäben verschiedener Länge und durch verschiedenartiges Einspannen dieser Stäbe erhielt ich verschiedene Töne.

Es ergaben sich bestimmte Grenzen für die Stromstärke, innerhalb derer die Rippen deformiert oder am Entstehen verhindert wurden. Das wird aus Tabelle I ersichtlich.

Tabelle I.

Abstand zwischen zwei Knoten	Schwingungszahl des Tones	Zur Deformierung der Rippen erforderliche Stromstärke	
		bei feinem Eisenpulver	bei grobem Eisenpulver
7,94 cm	2078	5,25 + 1,50 Amp.	5,82 + 1,90 Amp.
5,64 „	2925	2,47 + 0,52 „	3,02 + 0,77 „

Aus diesen Beobachtungsergebnissen entnehmen wir, daß $\mathfrak{H}$ mit zunehmender Schwingungszahl abnimmt. Es ist indessen zu beachten, daß die Bestimmung der für die Deformierung der Querstreifen erforderlichen Stromstärke nicht sehr genau ist. Es ist ferner zu beachten, daß die obige Gleichung nur eine Annäherung darstellt, denn sie beruht auf der Einführung eines konstanten Mittelwertes für die hydrodynamische Kraft[1]) an Stelle einer periodisch veränderlichen Kraft. Weiter ändert sich die Schwingungsamplitude in der Luft von Punkt zu Punkt. Die Gleichung kann daher nur an einzelnen Stellen in der Röhre befriedigt werden, wodurch eine neue Schwierigkeit für die Beobachtung entsteht. Außerdem ist die Annahme der Konstanz von na einigermaßen willkürlich. Infolgedessen können die Unterschiede, die wir in den beobachteten Werten für $\mathfrak{H}$ finden, nicht als Einwände gegen die Königsche Theorie gelten. In der Tat bildet das Ergebnis, daß man durch eine magnetische Kraft die Querstreifen deformieren kann, einen kräftigen Beweis zugunsten dieser Theorie.

1) König, Wied. Ann. **42**, 553, 1891.

Es erschien wünschenswert, die voraufgegangenen Beobachtungen nach verschiedenen Richtungen hin auszudehnen. Man könnte beispielsweise die Frage aufwerfen, ob der Abstand der Querstreifen von der Schwingungszahl des erklingenden Tones abhängt. In bezug auf diese Frage erhielt ich folgende Ergebnisse:

Tabelle II.

Abstand zwischen zwei Knoten	Schwingungszahl des Tones	Abstand zweier aufeinander folgender Querstreifen	
		bei feinem Eisenpulver	bei grobem Eisenpulver
9,66 cm	1708		2,13 + 0,12 mm
5,03 „	3208	1,06 + 0,15 mm	2,07 + 0,27 „
3,63 „	4545	1,03 + 0,08 „	1,51 + 0,17 „

Bei feinem Eisenpulver zeigen sich keine merklichen Unterschiede. Bei grobem Pulver indessen ist der Abstand der Rippen bei tieferen Tönen größer.

Eine weitere Frage, die sich stellen ließe, wäre die, ob die Entfernung zwischen den Querstreifen sich bei schwachen magnetischen Kräften mit diesen Kräften ändert. Die folgende Tabelle enthält einige nach dieser Richtung hin gefundene Ergebnisse.

Tabelle III.

Stromstärke in Ampere	Abstand zweier aufeinander folgender Querstreifen in mm
0	1,10
0,2	1,11
0,4	1,10
0,5	1,12
0,6	1,10
0,7	1,11
0,8	1,00
0,9	1,08
1,0	0,98
1,2	1,02
1,4	1,00

Bei diesen Versuchen wurde feines Eisenpulver benutzt, und der Ton hatte 2877 Schwingungen in der Sekunde. Aus diesen Ergebnissen geht hervor, daß schwache Magnetfelder keinen Einfluß auf den gegenseitigen Abstand der Rippen haben.

Andererseits bot die Untersuchung Interesse, ob die durch Schwingungen in der Luft erzeugten Rippen mit der Verteilung der von dem Magnetfeld erzeugten Kraftlinien zu vergleichen wären. Zu diesem Zwecke mußten Eisenfeilspäne auf ein Kartenblatt gestreut werden, das dann in den Mittelpunkt des Solenoids gebracht wurde. Das Kartenblatt wurde dann natürlich während des Stromdurchganges angeschlagen. Dabei erhielt ich die folgenden Ergebnisse:

Tabelle IV.

Stromstärke in Ampere	Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Querstreifen in mm	
	bei feinem Eisenpulver	bei grobem Eisenpulver
8	1,24 + 0,16	1,91 + 0,20
6	1,10 + 0,15	1,63 + 0,22
5	1,02 + 0,12	1,45 + 0,15
4	0,95 + 0,10	1,40 + 0,10

Aus dieser Tabelle ersieht man, daß der Abstand zwischen den Kraftlinien von derselben Größenordnung ist wie der zwischen den Rippen in der Kundtschen Röhre, ein Umstand, der durchaus zugunsten der Königschen Theorie spricht. Bei der größeren Stromstärke von 8 Ampere ist der Abstand zwischen den Streifen größer als bei geringeren Stromstärken. Bei den geringeren Stromstärken sind indessen die auftretenden Unterschiede kaum größer als die Beobachtungsfehler.

Eine große Schwierigkeit lag bei dieser Untersuchung darin begründet, daß es nicht leicht war, eine konstante Tonstärke durch Streichen der Glasstäbe aufrecht zu erhalten. Einer der in die Gleichung

$$\mathfrak{H} = \pi \sqrt{2\pi\sigma \cdot na}$$

eingehenden Faktoren hängt von der Tonstärke ab. Bei den Versuchen, die zu den vorstehenden Ergebnissen führten, habe ich versucht, die Tonstärke möglichst konstant zu halten. Die Tabellen V und VI lassen den großen Einfluß einer Änderung der Tonstärke erkennen. Tabelle V enthält die Ergebnisse von Versuchen, bei denen ich die Tonstärke für jeden einzelnen Stab konstant zu halten bemüht gewesen war; bei den Versuchen, deren Ergebnisse in Tabelle VI angegeben sind, habe ich dagegen die Tonstärke

Tabelle V.

Abstand zwischen zwei Knoten in cm	Schwingungszahl des Tones	Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Querstreifen in mm	
		bei Schmirgelpulver	bei Sand
9,66	1708	2,17 + 0,14	2,37 + 0,23
5,03	3208	1,97 + 0,22	2,00 + 0,19
3,63	4545	2,06 + 0,13	1,90 + 0,17

Tabelle VI.

Abstand zwischen zwei Knoten in cm	Schwingungszahl des Tones	Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Querstreifen in mm	
		bei Schmirgelpulver	bei Sand
9,66	1708	2,05 + 0,45	2,37 + 0,51
5,03	3208	1,90 + 0,38	2,14 + 0,42
4,5	3666	1,48 + 0,31	1,50 + 0,39

absichtlich verändert. In beiden Fällen habe ich die Abstände der Streifen gemessen. Die Ergebnisse beziehen sich auf Schmirgelpulver und auf Sand, weil die Querstreifen sich mit diesen beiden Stoffen sehr leicht hervorbringen lassen.

Man ersieht hieraus, daß die Schwankungen der Tonstärke einen großen Einfluß haben. Die Ergebnisse dieser Untersuchung deuten darauf hin, daß eine engere Übereinstimmung mit der Königschen Theorie zu erwarten gewesen wäre, wenn es möglich gewesen wäre, die Tonstärke konstant zu halten.

Göttingen, Physikalisches Institut.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 9. August 1908.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 80. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KÖLN.

Edgar Meyer (Zürich), **Über Lumineszenzerscheinungen an blauem Flußspat.** (Mit Tafel V.)

§ 1. Bekanntlich ist ein thermophosphoreszenzfähiger Körper noch sehr lange Zeit nach seiner Belichtung imstande zu thermophosphoreszieren. Die Helligkeit dieser Thermolumineszenz nimmt aber mit der Zeit, die nach der Belichtung verstrichen ist, ab, und nach einer genügend langen Zeit thermolumineszieren der Körper überhaupt nicht mehr.

Es ist nun von Interesse zu wissen[1]), ob während der langen Zwischenzeit, in der der Körper nicht sichtbar strahlt, die aufgenommene Energie, wenigstens zum Teil, doch in Form von Licht fortgeht, nur mit außerordentlich geringer Intensität, oder aber, ob die Änderungen, welche in dem Körper durch die Belichtung hervorgerufen sind, bei der sehr langsamen Rückwandlung bei gewöhnlicher Temperatur die aufgenommene Energie in einer anderen Form abgeben.

Unter diesem Gesichtspunkte habe ich besonders einige Flußspatarten, die bekanntlich stark thermolumineszieren, untersucht und gefunden, daß es tatsächlich bestimmte Varietäten gibt, die außerordentlich lange Zeit hindurch Licht aussenden. Bei der größeren Mehrzahl der untersuchten Kristalle wurde aber ein solches Verhalten nicht gefunden. Da zu dem Lichtnachweise die photographische Platte benutzt wurde, so wäre es noch möglich, daß bei diesen letzteren vielleicht extrem kurzwelliges Licht oder aber sehr langwelliges (dieses weniger wahrscheinlich) ausgesandt würde, das sich mit der gewöhnlichen photographischen Platte nicht nachweisen läßt. Hierüber bringen die nachfolgenden Versuche keine Entscheidung, da z. B. Platten nach Schumann[2]) nicht verwandt wurden.

§ 2. Die zur Untersuchung verwandte Methode war folgende. An den Phosphoren wurde eine ebene Fläche angeschliffen und mit einer Lichtquelle bestrahlt. Nachdem eine genügend lange Zeit bis zur vollständigen Abklingung jeder sichtbaren Phosphoreszenz gewartet worden war, wurde der Körper mit der ebenen Fläche auf eine photographische Platte aufgelegt und nun längere Zeit auf dieser exponiert.

Verfuhr man auf diese Weise und verwandte z. B. als erregende Strahlung diffuses Tageslicht, so ergab sich folgendes:

A) Schwärzung der Platte wurde hervorgerufen durch nachstehende, stark thermolumineszierende Körper:
   1. Flußspat von Wölsendorf in Oberbayern[1]). Es ist eine Flußspatvarietät von tief schwarzblauer Farbe, die beim Anschlagen Kohlenwasserstoffe abgibt[2]) und wegen des dadurch entstehenden Geruches auch unter dem Namen Stinkfluß bekannt ist.
   2. Flußspat vom Säntis, Schweiz, ebenfalls von tiefblauer Farbe, jedoch nicht ganz so dunkel wie der Wölsendorfer Fluorit.
   3. Chlorophan von Nertschinsk in Sibirien[3]) von schön violetter Farbe, ebenfalls eine Flußspatart.
   4. Flußspat von unbekannter Herkunft, blaßviolett.

B) Keine Schwärzung der Platten bewirkten folgende ebenfalls stark thermolumineszierende Varietäten:
   5. Farbloser, klarer Fluorit von Oltschialp, Berner Oberland.
   6. Roter Flußspat aus dem Göschenental, Uri.
   7. Grüner Fluorit vom Lanchernstock, Nidwalden.

1) Vergl. z. B. H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie **4**, 732, Leipzig bei Hirzel 1908; im folgenden einfach als „Handbuch" zitiert.

2) V. Schumann, Ann. d. Phys. **5**, 349, 1901.

1) Bezogen von dem Rheinischen Mineralien-Kontor von Dr. F. Krantz in Bonn a. Rh.

2) F. Klockmann, Lehrbuch der Mineralogie, Stuttgart 1903, 3. Aufl., S. 378.

3) Bezogen von dem Rheinischen Mineralien-Kontor von Dr. F. Krantz in Bonn a. Rh.

8. Tiefblauer Fluorit von Cumberland, mit Quarz verwachsen.
9. Klarer Flußspat mit wenigen bläulichen Stellen von Cumberland[1]).
10. Roter Flußspat, wahrscheinlich vom Gotthard.
11. Grüner Flußspat, wahrscheinlich vom Gotthard, durch elektrisches Bogenlicht schön blau fluoreszierend[2]).

C. Ebenfalls keine Wirkung übten folgende, stark phosphoreszierende, aber nicht thermolumineszierende Körper aus:

12. Rotes Steinsalz aus Berchtesgaden.
13. Grünes Steinsalz aus Berchtesgaden.
14. Austernschalen.

Während bei den Proben Nr. 1—4 die photographische Wirkung durch Belichtung mit elektrischem Bogenlicht verstärkt wurde, bekam man bei den Proben Nr. 5—14 auch bei dieser erregenden Strahlungsquelle keine Wirkung. Schloß man gut sichtbares Nachleuchten aus, so erhielt man in keinem Falle eine Schwärzung der Platte, wenn auch z. B. der grüne Fluorit Nr. 11 intensiv bestrahlt und darauf 23 Tage exponiert wurde.

Von den unter A) genannten Fluoriten gibt der Flußspat von Wölsendorf die am längsten andauernde Wirkung. Die Varietät vom Säntis strahlt kurze Zeit nach der Belichtung etwas stärker, doch klingt sie schneller ab. Im Vergleich mit diesen beiden strahlt die Probe Nr. 3 und noch mehr Nr. 4 bedeutend weniger, und klingt auch die Wirkung ziemlich schnell ab. (Über die Abklingung vergl. § 3.)

Gemeinsam haben Nr. 1—4 alle eine blaue Färbung, und die besonders tiefblau gefärbten Proben Nr. 1 und 2 strahlen auch am stärksten. Wenn man hierdurch auf den ersten Blick glauben könnte, daß die Strahlung mit der Färbung in notwendigem Zusammenhang stehe, so widerspricht dem Probe Nr. 8, die ebenfalls eine tiefblaue Farbe zeigt, aber nur durch starke elektrische Funken etwas erregt werden kann.

Wenn man den Wölsendorfer Fluorit pulverisiert, so wirkt er nach der Belichtung kaum auf die Platte ein; nur etwa noch vorhandene größere Körnchen lassen eine schwache Wirkung erkennen. Eine vielleicht im Zusammenhang hiermit stehende Beobachtung machte Dessaignes[3]). Nach ihm lumineszieren Pulver im allgemeinen erst bei weit höheren Temperaturen als größere Stücke[1]). Diese Beobachtung konnte leicht bestätigt werden.

§ 3. Abklingung der Wirkung. Wird der Wölsendorfer Fluorit mit diffusem Tageslicht, das durch ein Fenster hindurchgegangen ist, also keine Wellen kleiner als etwa $\lambda = 340\,\mu\mu$ enthält, bestrahlt, so wirkt er auf die photographische Platte bei 48stündiger Exposition noch gut ein, wenn er auch 15 Tage in der Zwischenzeit im Dunkeln gelegen hat[2]). Eine längere Beobachtungsreihe wurde mit dem gleichen Stücke ausgeführt, nachdem es 15 Minuten mit elektrischem Bogenlicht in 15 cm Abstand bestrahlt worden war. Nach der Belichtung verblieb es erst $1^h\,20'$ im Dunkeln und wurde dann auf eine gewöhnliche Lumièreplatte aufgelegt. Nach einer Exposition von 42 Stunden und Entwicklung mit Rodinal (1 : 30), wurde das Bild von Fig. 1[3]) erhalten. Man sieht eine schöne Abbildung mit vielen Details, deren Ursachen aber nicht immer sicher festzustellen sind. Teilweise entsprechen die nichtwirkenden Stellen eingesprengtem Quarz, teilweise etwas heller gefärbtem Flußspat. Bei vielen nichtwirkenden Stellen jedoch ist gegenüber den wirkenden am Kristall kein Unterschied zu erkennen. Der Flußspat verblieb nun weiter im Dunkeln und wurde von Zeit zu Zeit wieder exponiert. Aus dieser Beobachtungsreihe seien einige Beispiele angeführt. Fig. 2a zeigt ein Bild, das bei 46stündiger Exposition erhalten wurde, nachdem der Fluorit fünf Tage unbelichtet war. Fig. 3 ist bei 46stündiger Exposition nach neun Tagen erhalten; Fig. 4 nach 84 Tagen bei 384stündiger Exposition. Schließlich noch Fig. 5 nach 150 Tagen Dunkelzeit bei 60tägiger Exposition (auf dem Bilde befinden sich zwei Plattenfehler). Man erkennt sofort, daß die Strahlung immer geringer wird. Nach 75 Tagen Dunkelzeit muß man die Expositionszeit schon sehr vergrößern, um noch merkbare Schwärzungen zu erhalten. Zu bemerken ist, daß die Stärke der Wirkung von Kristall zu Kristall variiert und auch an verschiedenen Teilen desselben Kristalls nicht gleich ist (ein parallel gehender Unterschied in der Färbung des Kristalls ist nicht zu erkennen). So rühren z. B. die Bilder Nr. 2a und 2b von verschiedenen Seiten desselben Stückes her und sind

1) Die Flußspatproben Nr. 2 und Nr. 5—9 verdanke ich der Güte des Herrn Prof. Dr. Grubenmann in Zürich. Für ihre leihweise Überlassung bin ich ihm zu großem Danke verpflichtet.

2) Die Proben Nr. 10 und 11 wurden mir von Herrn cand. chem. Pfenninger in Zürich überlassen, wofür ich ihm auch hier meinen besten Dank sage.

3) J. Phil. Dessaignes, Journ. de phys. de chim. et d'histoire natur. **88**, 444; **89**, 169, 1809; **71**, 67, 1810. Angabe nach Kaysers Handbuch, S. 665.

1) Geringere Erregung von Flußspatpulvern gegenüber ganzen Stücken durch Röntgenstrahlen erwähnen auch A. Winkelmann u. R. Straubel, Wied. Ann. **59**, 341, 1896.

2) Herr A. Dahms, Ann. d. Phys, **13**, 453, 1904, scheint eine solche Wirkung von Flußspat (von blaßvioletter an Amethyst erinnernder Farbe) auch schon beobachtet zu haben. Er fand, daß Flußspat noch dann eine photographische Wirkung ausübt, wenn auch sein Phosphoreszenzlicht mit dem Auge schon lange nicht mehr wahrgenommen werden konnte. Über die verstrichene Zeit zwischen Erregung und Beginn der Exposition macht er aber keine Angaben. Er schloß auch schon aus diesem Versuche, daß der $CaFl_2$ ultraviolette Strahlung aussendet.

3) Die Figuren befinden sich auf Tafel V.

unter ganz analogen Bedingungen erhalten. Nr. 2b ist aber nicht so intensiv wie 2a, auch nahm bei 2b die Wirkung schneller ab.

Ganz analoge Resultate erhält man mit dem Flußspat vom Säntis. Fig. 6 zeigt ein Bild (47^h Exposition) nach vorhergegangener Belichtung mit Bogenlicht, Fig. 7 (47^h Esposition) nach einer Dunkelzeit von 22 Tagen.

Im Vergleich mit diesen starken Wirkungen strahlen der Chlorophan und die Probe Nr. 4 nur sehr gering. Bei dem ersteren ist auch schon nach zehn Tagen Dunkelzeit (38 Tage exponiert), bei dem letzteren nach etwa sechs Tagen die Lichtaussendung fast vollständig abgeklungen. Aus diesem Grunde wurden nur die Proben Nr. 1 und 2 genauer untersucht.

Eine quantitative Bestimmung der Abklingung war nicht möglich durchzuführen. Dazu wären größere gleichmäßig strahlende Flächen nötig, die ich nicht erhalten konnte. Es kann nur so viel gesagt werden, daß die Abklingung zuerst scheinbar schneller verläuft wie später. Sind die Steine stark abgeklungen, so wird durch erneute Bestrahlung ihre photographische Wirkung wieder regeneriert.

§ 4. Ein Intensitätsvergleich der photographischen Wirkungen von Probe Nr. 1—4, wie er in § 3 gegeben wurde, ist auch deshalb interessant, weil die Proben verschiedene Thermolumineszenzfähigkeit besitzen. Um diese zu vergleichen, wurden möglichst gleichgroße Stücke zusammen in einen elektrischen Tiegelofen, der auf etwa 300^0 C erhitzt war, gebracht: Der Chlorophan leuchtete bei weitem am stärksten mit einem prachtvollen Grün, die Fluorite von Wölsendorf und vom Säntis strahlten ziemlich gleich stark rosa[1]), ersterer etwas mehr. Die Probe Nr. 4 zeigte ein grünliches Licht von geringerer Intensität als das vom Chlorophan. Bekanntlich thermolumineszieren der Chlorophan auch schon bei Temperaturen[2]) von 25^0—30^0 (er kann schon durch die Wärme der Hand erregt werden), während man bei den anderen Proben auf etwa 100^0 gehen muß. Die nicht auf die Platte wirkenden Proben Nr. 5—7 und Nr. 9—11 thermolumineszieren etwa gleich stark, Nr. 8 dagegen weniger wie Nr. 2 und Nr. 4. Ein Zusammenhang zwischen der Thermolumineszenzfähigkeit und der beschriebenen Wirkung besteht demnach nicht, auch nicht etwa in dem Sinne, daß derjenige $CaFl_2$, der schon bei der niedrigsten Temperatur thermolumineszieren, auch die stärkste Wirkung auf die Platte ausübt. Dieses wird noch durch folgenden direkten Versuch erwiesen. Ein Wölsendorfer Fluorit wurde im Dunkeln 30′ lang auf 100^0 gehalten, wodurch er seine photographische Wirksamkeit verliert (§ 9). Darauf wurde er auf 40^0 gebracht und nun bei dieser Temperatur mit elektrischem Bogenlicht bestrahlt. Nachdem er sich im Dunkeln abgekühlt hatte, wurde er auf die photographische Platte aufgelegt und 48^h exponiert. Die sehr gleichmäßige Temperatur der Dunkelkammer betrug dabei $15{,}8^0$ C. Durch diese Versuchsanordnung ist eine Strahlung, hervorgerufen durch Thermolumineszenz, ausgeschlossen. Der Fluorit wirkte aber wie sonst auf die Platte ein, nur klang er etwas schneller ab.

Ebenso scheint kein direkter Zusammenhang zwischen der Intensität der sichtbaren Phosphoreszenz und der Stärke der photographischen Wirkung zu bestehen. Die Kristalle wurden dazu in einem einfachen Funkenphosphoroskop[1]) untersucht. Chlorophan phosphoreszierte schön grün oder blau, der Wölsendörfer Fluorit hellrosa bis bläulichrosa mit langsamem blauen Abklingen. Nach einer vorhergegangenen Erhitzung auf etwa 600^0 C und folgender Belichtung mit elektrischen Funken phosphoreszierte er bläulicher. Die Probe vom Säntis strahlte violettrosa bis weißlichrosa. Die Intensitäten des Phosphoreszenzlichtes verhielten sich etwa wie bei der Thermolumineszenz. Zu bemerken ist, daß sowohl bei der Phosphoreszenz als auch bei der Thermolumineszenz sich die einzelnen Stücke nicht gleichmäßig verhielten, selbst an dem gleichen Stücke kamen verschiedene Farben vor.

§ 5. Erregende Strahlung. Um festzustellen, welche Lichtwellen den beschriebenen Effekt hervorrufen, wurden vollkommen abgeklungene Steine durch verschiedene Filter[2]) hindurch, eventuell in Verbindung mit Wasserfilter zur Absorption der Wärmestrahlen, belichtet.

Die Ergebnisse sind folgende:

a) Der Wölsendorfer Flußspat wird durch den (ungefähren) Wellenbereich

$\lambda = 750\,\mu\mu$	bis	$\lambda = 500\,\mu\mu$	nicht erregt[3])
$\lambda = 500$	„	$\lambda = 470$	sehr schwach
$\lambda = 470$	„	$\lambda = 410$	gut } [5])
$\lambda = 380$	„	$\lambda = 340$[4])	gut }

1) Bei tieferen Temperaturen thermolumineszieren beide grünlich. Ist der Wölsendorfer Flußspat auf etwa 400^0 C erhitzt gewesen und darauf mit Funken zwischen *Zn*-Elektroden belichtet worden, so thermolumineszieret er schön blau. Diese letztere Beobachtung machte H. Becquerel auch für Chlorophan. C. R. **112**, 557, 1891.

2) E. Becquerel, La Lumière ses causes et ses effets, Paris 1867, **1**, 45.

1) Edgar Meyer, Notiz über ein einfaches Phosphoroskop. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **10**, 1908.

2) Als Filter wurden zum größten Teile die Flexoid-Lichtfilter nach Miethe benutzt. Ferner auch gewöhnliche, verschieden gefärbte Gelatine, ammoniakalische $CuSO_4$-Lösung, Kobaltglas, Quarz, Glas, Glimmer usw.

3) Bei den Versuchen mit längeren Wellen wurden panchromatische Platten von Lomberg verwandt.

4) Die Herstellung dieses Bereiches geschah vermittels eines Woodschen Ultravioletfilters (bezogen von Leyboldt in Köln) in Verbindung mit einer Kobaltglasscheibe. Vergl. hierüber: R. W. Wood, diese Zeitschr. **4**, 337, 1903 und A. Kalähne, diese Zeitschr. **5**, 415, 1904.

5) Diese beiden Bereiche erregen fast gleich stark.

Die Strahlung der Quarzquecksilberlampe erregt sehr stark.

Elektrische Funken zwischen *Zn*-Elektroden erregen am stärksten.

b) Bei dem Flußspat vom Säntis erregten:

$\lambda = 750\,\mu\mu$	bis	$\lambda = 555\,\mu\mu$	nicht
$\lambda = 555$	„	$\lambda = 470$	gut
$\lambda = 470$	„	$\lambda = 410$	sehr gut.

c) Der Chlorophan wurde erregt durch:

$\lambda = 750\,\mu\mu$	bis	$\lambda = 470\,\mu\mu$	nicht
$\lambda = 470$	„	$\lambda = 410$	gut.

Bei dem Vergleich dieser Resultate sieht man, daß eine einfallende Strahlung die Flußspate um so mehr erregt, je weiter sie nach dem Ultraviolett hin reicht. Bemerkenswert ist, daß der Fluorit vom Säntis auch schon durch Strahlung von etwa $\lambda = 555\,\mu\mu$ an erregt wird, bei ihm reicht also die Erregungsgrenze am weitesten in das sichtbare Gebiet hinein.

Bekanntlich haben die roten und ultraroten Strahlen die Eigenschaft, daß sie bei vielen Körpern (nach einer vorhergehenden Anfachung) die Phosphoreszenz auslöschen. Dieses ist auch hier der Fall. Nach Erregung eines Kristalls wurde seine eine Hälfte im Dunkeln gehalten, die andere nochmals mit Licht von $\lambda = 750\,\mu\mu$ bis $595\,\mu\mu$ bestrahlt. Es zeigte sich dann, daß die nachher noch mit rotem Licht bestrahlte Seite die photographische Platte weniger geschwärzt hatte, wodurch also eine auslöschende Wirkung des Bereiches $\lambda = 750 - 595\,\mu\mu$ angezeigt wird.

§ 6. Einfluß der Belichtungsdauer. Mit der Dauer der erregenden Strahlung wächst auch die Intensität der ausgesandten Energie. Doch gilt dieses nur für kurze Zeiten. Hat die Erregungsdauer einen gewissen Betrag überschritten, so übt eine weitere Erregung keine Wirkung mehr aus. Als Beispiel sei folgendes angeführt. Ein Wölsendorfer Fluorit gibt bei einer erregenden Strahlung $\lambda = 410$ bis $470\,\mu\mu$ und einer Belichtungsdauer von 5″ bei 71^{h} Exposition keine Wirkung, bei einer Belichtungsdauer von 30″ bei 47^{h} Exposition eine geringere Wirkung als bei einer Belichtungsdauer von 60″ bei 47^{h} Exposition. Noch stärker wird die Wirkung bei einer Belichtungsdauer von 600″. Bei dem Fluorit vom Säntis macht es keinen Unterschied mehr, ob er 22′ oder 45′ bestrahlt wurde. Um von dem Einfluß der Belichtungsdauer frei zu sein, wurde daher mindestens 30′, meistens aber 45′ bestrahlt[1]).

§ 7. Ausgesandte Strahlung. Um festzustellen, welcher Art die von den Fluoriten ausgesandte Strahlung sei, wurde wie folgt verfahren. Nachdem die Stücke im allgemeinen mit Bogenlicht, also mit $\lambda = 750$—$250\,\mu\mu$, bestrahlt worden waren, wurden sie wieder auf die photographische Platte, aber unter Zwischenschaltung verschiedener Filter, aufgelegt.

Daß chemische Einwirkung ausgeschlossen ist, wurde dadurch bewiesen, daß die ganze Platte mit Glimmer oder Glas bedeckt wurde. Auch durch diese Filter hindurch bildeten sich die Steine mit allen Details[1]) ab.

Als undurchlässig erwiesen sich: schwarzes Papier sowie *Al*-Folie von etwa 0,002 mm Dicke (auch bei 60tägiger Exposition).

Wenig durchlässig war Kobaltglas von 2,25 mm Dicke.

Gut durchlässig in abnehmender Reihenfolge zeigten sich: Quarz (1 mm), farblose Gelatine (0,07 mm), Glas (1 mm), Glimmer (0,08 mm).

Durch passende Verwendung dieser, sowie der in § 5 erwähnten Filter konnte festgestellt werden, daß:

a) der Wölsendorfer Flußspat Strahlung aussendet von

$\lambda = 750\,\mu\mu$	bis	$\lambda = 515\,\mu\mu$	nicht
$\lambda = 515$	„	$\lambda = 410$	wenig
$\lambda = 410$	„	$\lambda = 340$	viel
$\lambda < 340$	noch etwas, was daraus geschlossen wurde, daß Glas etwas mehr absorbierte als Quarz;		

b) der Fluorit vom Säntis strahlt von

$\lambda = 750\,\mu\mu$	bis	$\lambda = 595\,\mu\mu$	nicht
$\lambda = 595$	„	$\lambda = 470$	gut
$\lambda = 470$	„	$\lambda = 410$	gut
$\lambda = 410$	„	$\lambda = 340$	sehr gut.

Auch bei diesen Versuchen wurden bei den längeren Wellen wieder die auch rotempfindlichen panchromatischen Platten von Lomberg verwandt.

Es hat sich also ergeben, daß die von dem Wölsendorfer $CaFl_2$ ausgesandte Strahlung zum größeren Teile im Ultraviolett liegt (etwa $\lambda = 410$—$340\,\mu\mu$), im sichtbaren Gebiet reicht sie aber noch bis etwa $\lambda = 500\,\mu\mu$. Die Strahlung der Varietät vom Säntis reicht etwas weiter nach längeren Wellen (bis etwa $\lambda = 590\,\mu\mu$).

§ 8. Das Stokessche Gesetz scheint gültig zu sein. Dieses geht schon allgemein aus einer Vergleichung der Zahlen von § 5 und § 7 hervor, wird aber noch durch folgende Versuche erwiesen.

1. Ein Stück vom Säntis wurde eine Stunde lang durch ein gelbgrünes Filter, durchlässig von $\lambda = 470$—$700\,\mu\mu$, in Verbindung mit einem Wasserfilter mit Bogenlicht bestrahlt. Nach § 5 wird hierdurch der Fluorit erregt. Wurde hierauf bei der Exposition zwischen dem $CaFl_2$ und der Platte ein Gelatinefilter gebracht, das

1) Sehr bemerkenswert ist, daß J. Precht (Wied. Ann. 61, 347, 1897) bei Flußspat, der durch Röntgenstrahlen erregt wurde, ein Anwachsen der Fluoreszenz mit der Zeit beobachtete.

1) Wenn natürlich die Dicke der Filter sehr groß war, etwa 4 mm Glas, so bekam man ein verschwommenes Bild.

nur von $\lambda = 410-470\,\mu\mu$ durchlässig war, so entstand unter dem Filter keine Schwärzung der Platte. Fig. 8 zeigt dieses Resultat (Exposition 240 Stunden). Zum Vergleiche dient Fig. 9 (48 Stunden exponiert), die zeigt, was dasselbe Filter durchläßt, wenn der Stein mit $\lambda = 750-250\,\mu\mu$ erregt wurde.

2. Erregt man den Wölsendorfer $CaFl_2$ mit $\lambda = 750-250\,\mu\mu$, so absorbiert Glas (1 mm) stärker als Quarz (1 mm). Bei einer Erregung jedoch durch $\lambda = 470-410\,\mu\mu$ ist zwischen der Absorption von Glas und Quarz kein Unterschied zu erkennen; dieses besagt, daß im zweiten Falle keine Strahlung kleiner als etwa $\lambda = 340\,\mu\mu$ ausgesandt wurde.

§ 9. Einfluß einer Erhitzung. Interessante Resultate ergeben sich, wenn man die Steine nach der Belichtung erwärmt. Hält man sie etwa 20′ lang auf 98,5°, so wirken sie nicht mehr auf die Platte ein, selbst bei Expositionszeiten von 38 Tagen, werden aber durch erneute Bestrahlung mit Tages- oder Bogenlicht wieder erregt.

Ist man aber bei der Erhitzung, z. B. bei dem Wölsendorfer $CaFl_2$, bis etwa 230° bis 260° C gegangen, so ist der Effekt wieder verschwunden; es ist aber jetzt nicht mehr möglich, den Stein durch Tageslicht oder Bogenlicht zu erregen; es scheint also, als ob bei dieser Temperatur eine Änderung in dem Flußspate vor sich ginge. Nur mit Funken oder der Quarzquecksilberlampe ist eine erneute Erregung immer möglich. Dieselbe tritt auch ein, wenn die Steine auf helle Weißglut erhitzt worden waren, wobei sie ihre blaue Farbe vollkommen verloren und ganz weiß wurden. Bei einer Erhitzung auf 250° C behalten die Steine ihre Farbe, es ist kein Hellerwerden zu beobachten. Zu bemerken ist, daß die Abklingung der durch Funken neu erregten Strahlung durch die vorhergegangene Erhitzung auf helle Rotglut nicht merklich beeinflußt wird.

Wird ein Stück eines Wölsendorfer Kristalls nach der Erhitzung auf über 250° C lange Zeit intensiv mit Funken zwischen *Zn*-Elektroden bestrahlt, so zeigt es sich nach vollkommener Abklingung vielleicht wieder etwas empfindlicher für Bogenlicht. Diese Regenerierung ist aber jedenfalls sehr gering[1]).

Es wurde auch die Phosphoreszenz der Kristalle parallel diesen Erhitzungsversuchen im Funkenphosphoroskop untersucht. Es zeigte sich jedoch, daß die Phosphoreszenzfähigkeit sich nicht wesentlich ändert, auch wenn der Kristall stark geglüht und dadurch weiß geworden war.

§ 10. Die von dem Wölsendorfer und dem Säntis-Fluoriten ausgehende Strahlung rührt von der in den Kristallen bei der Belichtung aufgespeicherten Energie her, die sich als sichtbares Licht bei der Thermolumineszenz offenbart. Wenn dieses schon aus dem in § 3 Mitgeteilten hervorgeht, so beweisen das noch folgende Versuche:

a) Von einem Wölsendorfer Fluorit, der 214 Tage im Dunkeln gelegen hatte, wobei seine photographische Wirksamkeit stark abgeklungen war, wurden zwei möglichst gleich große Stücke abgebrochen und zusammen in einen elektrischen Tiegelofen gebracht, der auf 160° C gehalten wurde. Das eine Stück wurde aber kurz vor dem Versuche 30′ mit Bogenlicht bestrahlt. Es zeigte sich, daß die Thermophosphoreszenz des nicht bestrahlten Kristalls sehr viel später sichtbar wurde und dann auch bei weitem nicht so hell war wie die des bestrahlten.

b) Zwei ebensolche Wölsendorfer Fluorite, die aber schon einmal auf 264° C erhitzt worden waren, wurden wie unter a) behandelt. Der eine Stein war vor dem Versuch mit Bogenlicht, der andere mit elektrischen Funken bestrahlt worden. Jetzt zeigte sich, daß der erstere überhaupt nicht oder kaum thermolumineszierte, der letztere aber gut[1]). Erst bei 400° thermolumineszierte das mit Bogenlicht bestrahlte Stück gut, aber immer noch schwächer als das mit Funken belichtete.

Man sieht also, daß hier immer die photographische Wirkung parallel der aufgespeicherten Energie verläuft, wie sie sich in der Thermolumineszenz bei niedrigerer Temperatur zeigt. Nach § 9 wirkt ja ein einmal auf 264° C erhitzt gewesener Wölsendorfer Fluorit nach Bestrahlung mit Bogenlicht nicht mehr auf die Platte ein, wohl aber bei Erregung mit Funkenlicht.

Ein analog ausgeführter Versuch mit dem grünen Fluorit Nr. 11 ergab auch eine starke Abnahme der Thermolumineszenz in 132 Tagen Dunkelzeit. Da aber dieser Kristall nach § 2 nicht auf die Platte einwirkt, so muß hier die aufgespeicherte Energie ebenso wie bei den Proben Nr. 5—10 in anderer Form, vielleicht als Wärme ausgegeben werden.

§ 11. Um zu untersuchen, ob auch noch nie belichteter Wölsendorfer Fluorit strahlt, wurde ein größeres Stück im Dunkeln durch-

1) Vielleicht steht hiermit in Zusammenhang, daß, wie Th. J. Pearsall gefunden hat, Flußspat sich unter Einwirkung von Funken blau färbt. J. Roy. Instit. **1**, 77, 267, 1831.

1) Auch ein bis zur Weißglut erhitzter Wölsendorfer $CaFl_2$ erhält durch Funkenbelichtung seine Thermolumineszenzfähigkeit wieder. Ein ähnliches Verhalten ist für verschiedene Flußspatarten gefunden worden von: J. Ph. Dessaignes, Journ. de phys. de chim. et d'histoire natur. **68**, 444, 1809. Pl. Heinrich, Die Phosphoreszenz der Körper . . . II. Abhandl. 1812, S. 238. Th. J. Pearsall, Pogg. Ann. **20**, 252, 1830. — Dasselbe finden bei Bestrahlung mit elektrischer Büschelentladung und Röntgenstrahlen, nicht für Magnesium und Sonnenlicht: J. Trowbridge u. J. E. Burbank, Phil. Mag. (5) **45**, 100, 1898. — Dasselbe für Radiumbestrahlung: H. Becquerel, C. R. **129**, 912, 1899. Vergl. auch H. Kayser, Handbuch IV, § 454, S. 690.

gebrochen und nun die natürliche Bruchfläche der Platte exponiert. Bei einer Exposition von 60 Tagen bemerkte man tatsächlich eine sehr geringe Schwärzung[1]). Zur Erklärung dieser Erscheinung mag folgendes dienen: Wenn man von undurchsichtigem Material große Blöcke nimmt, sie im Dunkeln zerschlägt und die innersten Teile, welche also nie Licht erhalten haben, erhitzt, so thermolumineszieren sie auch; sie enthalten also aufgespeicherte Energie. E. Wiedemann[2]) will darin eine vorhergehende Erregung durch die Strahlen sehen, welche von dem im Erdinnern vorhandenen Radium ausgehen. Hiermit würde auch folgendes übereinstimmen: Da violetter $CaFl_2$, der durch Erhitzen auf Rotglut entfärbt worden ist, durch Radium wieder gefärbt wird, so meint Berthelot[3]), daß auch in der Natur der blaue Fluorit dem Radium seine Farbe verdanke.

§ 12. Photoelektrischer Effekt. Von Elster und Geitel[4]) ist nachgewiesen worden, daß der Wölsendorfer Fluorit photoelektrisch wirksam ist, und daß bei vielen Substanzen die photoelektrische Wirksamkeit der Phosphoreszenzfähigkeit parallel läuft. Es wurde daher untersucht, ob etwa auch der photoelektrische Effekt bei den Proben Nr. 1—4 der hier beschriebenen Strahlung parallel verläuft. Es ist dies aber nicht der Fall, denn die Größe des Photoeffekts ist bei allen Arten Nr. 1—4 ziemlich gleich, bei Nr. 1 sogar etwas kleiner.

§. 13. Wie in § 7 gezeigt worden ist, wird von den untersuchten Fluoriten zum größten Teile ultraviolettes Licht ausgesandt. Ob dieses nun aus einem kontinuierlichem Spektrum besteht oder nicht, konnte bei der schwachen Strahlung nicht untersucht werden. Anzunehmen ist aber, daß man es mit einem diskontinuierlichen Spektrum zu tun hat, da schon von de Watteville[5]) gefunden wurde, daß das durch Funken erregte Phosphoreszenzspektrum des Flußspats auch aus scharfen Linien im Ultraviolett besteht[6]).

Die hier beschriebenen Versuche stehen auch in einem gewissen Zusammenhange mit einem Resultat, das früher Lenard und Klatt[1]) gefunden haben. Nach diesen Beobachtern verhält sich Flußspat etwas anders als die übrigen Phosphore. Wenn man ihn auf konstanter höherer Temperatur, z. B. 90° C gehalten hat, bis er nicht mehr phosphoresciert, läßt ihn sich im Dunkeln abkühlen und erhitzt ihn wieder auf 90° C, so gibt er von neuem Licht, wenn auch schwächeres, und dasselbe kann man mehrere Male wiederholen, bevor das Leuchten ganz wegbleibt. Lenard und Klatt erklären dies durch die Annahme, der Flußspat sende außer dem sichtbaren auch ultraviolettes Licht aus, welches viel langsamer abklinge und sichtbares Phosphoreszenzlicht zu erregen vermöge. Ist er also bei 90° scheinbar dunkel geworden, so strahlt er in Wahrheit noch Ultraviolett aus, wovon ein Teil durch den Kristall selbst wieder aufgespeichert wird und beim nächsten Erwärmen als sichtbares Licht zum Vorschein kommt.

Wenn sich diese Versuche von Lenard und Klatt auch auf blaue Varietäten beziehen, was aus der Arbeit hervorzugehen scheint, so wird durch die vorliegenden Versuche die obige Hypothese nur teilweise gestützt. Der Erhitzungsversuch auf 98,5° in § 9 würde ihr widersprechen.

§ 14. Was die verwendeten Plattensorten betrifft, so ist folgendes zu sagen: Gewöhnliche Platten von Lumière eignen sich am besten zu den Versuchen, weniger empfindlich sind die orthochromatischen (grün-gelb empfindlichen) Platten von Lumière und die Perortoplatten (grün-Siegel) von Perutz. Gut zu verwenden sind ferner auch die panchromatischen (auch gut rot empfindlichen) Platten von Lomberg (in Langenberg, Rheinland). Gar keine Wirkung zeigen merkwürdigerweise Platten von Smith.

§ 15. Zusammenfassung. Es ist gezeigt worden, daß einige blau gefärbte, stark thermolumineszierende Flußspatarten, besonders die von Wölsendorf und vom Säntis, nach einer vorhergegangenen Belichtung während der langsamen Abklingung der Thermolumineszenz bei gewöhnlicher Temperatur eine zum größten Teil ultraviolette Strahlung aussenden. Diese Strahlung, die allmählich abklingt, konnte bisher noch nach 150 Tagen Dunkelzeit nachgewiesen werden. Bei einer Erhitzung auf 230° bis 260° C verlieren die Fluorite diese Eigenschaft für Bestrahlung mit Tages- und Bogenlicht. Funkenlicht sowie die Strahlung der Quarzquecksilberlampe ruft aber den Effekt immer wieder hervor, auch wenn die Fluorite auf helle Rotglut erhitzt waren. Welches die wahrscheinliche innere

1) Man könnte hier an eine Erregung durch die bei dem Brechen auftretende Triboluminescenz denken. Doch widerspricht dem, daß Schleifen einer solchen Fläche, wobei starke Triboluminescenz entsteht, den Effekt nicht merklich steigert.

2) Siehe Kayser, Handbuch IV, S. 669.

3) P. E. Berthelot, C. R. **143**, 477, 1906.

4) J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. **44**, 722, 1891.

5) C. de Watteville, C. R. **142**, 1078, 1906.

6) Ferner fand G. Urbain (C. R. **143**, 825, 1906), daß Chlorophan unter Kathodenstrahlen ein diskontinuierliches Spektrum aussendet, das ebenfalls Ultraviolett enthält. P. Schuhknecht (Diss. Leipzig 1905) fand dasselbe für Erregung durch Röntgen- und Kathodenstrahlen. A. Winkelmann und R. Straubel (Wied. Ann. **59**, 336, 1896) finden ultraviolette Strahlung bei Flußspatkristallen, die durch Röntgenstrahlen erregt sind, wohingegen W. Radeboldt (Diss. Rostock 1903) bei Erregung seiner Flußspatkristalle durch Röntgenstrahlen nur sichtbares Licht nachweisen konnte.

1) Ph. Lenard und F. Klatt, Ann. d. Phys. **15**, 458, 1904; vergl. auch Kayser, Handbuch IV, S. 669.

Ursache[1]) der Erscheinung ist, muß wegen des Mangels einer guten Theorie der Phosphoreszenz dahingestellt bleiben.

Zürich, im September 1908. Physikalisches Institut der Universität.

Diskussion.

Kayser: Ist dafür gesorgt, daß bei den sehr langen Expositionen von 60 Tagen usw. die Temperatur die gleiche gewesen ist?

Meyer: Ich bin bei dem Vortrage auf diesen Punkt nicht näher eingegangen, in der Arbeit ist Genaueres darüber zu finden[2]). Der Effekt hat aber nichts mit Thermolumineszenz zu tun. Das geht z. B. aus folgendem hervor: Ich habe eine ganze Reihe von Flußspaten untersucht, unter anderen auch den bekannten Chlorophan, der schon Thermolumineszenz bei ganz geringer Temperaturerhöhung zeigt. Dieser müßte, falls Ihr Einwand zutrifft, eine bedeutend stärkere Wirkung ausüben wie der Wölsendorfer Fluorit; das ist aber nicht der Fall. Die Temperatur, bei der Thermolumineszenz eintritt, läuft im allgemeinen nicht parallel dieser photographischen Wirkung.

Kayser: Das könnte auf einer Differenz des ausgesandten Lichtes beruhen. Der Chlorophan könnte nicht wirksames Licht aussenden, etwa grünes und dieser blaues. Die Sache ist also sehr kompliziert.

Meyer: Von Urbain ist nachgewiesen worden, daß das Phosphoreszenzspektrum des Chlorophans auch in das Ultraviolette hineinreicht. Es ist aber auch nach dem, was über Phosphoreszenz bekannt ist, äußerst wahrscheinlich, daß das Spektrum des Lumineszenzlichtes bei einer Temperaturerhöhung von etwa 20° noch keine allzugroßen Unterschiede zeigt. Bei 35° sendet aber der Chlorophan Strahlen aus, die auf die Platte einwirken. Ich habe aber auch panchromatische bis ins Rot empfindliche Platten gebraucht, um zu sehen, ob etwa Licht von größerer Wellenlänge ausgesandt würde. Es ist dies jedoch nicht der Fall. Im Bereiche von 750 bis 590 $\mu\mu$ strahlt der Clorophan nicht.

Ob eventuell extrem kurzwelliges oder sehr langwelliges Licht ausgesandt wird, kann ich nicht sagen. Extrem langwelliges Licht ist ja aber bekanntlich nicht sehr wahrscheinlich.

(Eingegangen 2. Oktober 1908.)

1) Von Siedentopf (Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **9**, 621, 1907; diese Zeitschr. **8**, 851, 1907) ist nachgewiesen worden, daß sich auf frischen Spaltflächen von Flußspat durch subtraktive Färbung mit Kathodenstrahlen metallisch glänzende Überzüge von *Ca* herstellen lassen. Es konnte daher vermutet werden, daß vielleicht die beschriebene Wirkung auf eine an der Oberfläche ausgeschiedene sehr dünne *Ca*-Schicht zurückzuführen sei. Ein Versuch zeigte aber, daß das wahrscheinlich nicht der Fall ist. Nachdem ein Wölsendorfer Stück stark mit Bogenlicht bestrahlt worden war, wurde es mit Salzsäure und Wasser behandelt, um das eventuell ausgeschiedene *Ca* fortzubringen. Die photographische Wirksamkeit des $CaFl_2$ wurde aber durch diese Behandlungsweise nicht im geringsten geändert.

2) Vergl. § 4.

Heinrich Willy Schmidt und Paul Cermak (Gießen), Beitrag zur Frage über den Einfluß der Temperatur auf die Umwandlung radioaktiver Substanzen.

Von verschiedenen Seiten sind im Laufe der letzten Jahre Untersuchungen angestellt worden, ob die Umwandlungsgeschwindigkeit radioaktiver Substanzen durch die Temperatur beeinflußt würde.

H. L. Bronson[1]) maß die γ-Strahlung eines in ein Quarzröhrchen eingeschmolzenen Radiumpräparates und konnte während des Erhitzens bis 1600° C keine über 1 Proz. (seine mögliche Fehlergrenze) betragende Strahlungsänderung finden.

Makower[2]) hat in Quarz eingeschmolzene Emanation bis 1200° C erhitzt und die β-Strahlung vor und nach dem Erhitzen beobachtet. Dabei konnte er nach dem Abkühlen eine Verminderung der Aktivität feststellen, die nach fünf Stunden wieder verschwand. Diese Untersuchung wurde von Makower und Ruß[3]) fortgesetzt. Diese Forscher kamen zu dem Schlusse, daß beim Erhitzen die Zerfallskonstante von Radium *B* oder Radium *C* eine Änderung erleidet.

W. Engler[4]) hat in Quarzröhrchen eingeschmolzene aktivierte Drähte und Emanation untersucht und gibt als Resultat seiner Messungen an, „daß die radioaktiven Erscheinungen einen Temperaturkoeffizienten haben und daß durch Temperaturerhöhung die Umwandlungsprozesse von *Ra A*, *B* und *C* beschleunigt werden".

Wie Engler aber zu diesem Schlusse kommt, geht nicht aus seiner Arbeit hervor. Er findet nämlich beim Erhitzen stets eine Aktivitätsverminderung der aktivierten Drähte, die auch nach Aufhören der Erhitzung bestehen bleibt. Bei seinen Versuchen mit eingeschmolzener Emanation hingegen ist beim Erhitzen anfänglich eine Zunahme der Aktivität nachzuweisen; nach einer hinreichend langen Zeit (ca. 2—3 Stunden) wird dann der normale Wert wieder erreicht.

Schließlich hat der eine von uns[5]) die Halbwertszeit von Radium *C* mit Hilfe der γ-Strahlung bei Zimmertemperatur und Temperaturen

1) H. L. Bronson, Chem. News **95**, 39, 1907.
2) W. Makower, Proc. Roy. Soc. (A) **77**, 241, 1906.
3) W. Makower und S. Ruß, Proc. Roy. Soc. (A) **78**, 158, 1907.
4) W. Engler, Freiburger Diss. 1908; Ann. d. Phys. (4) **26**, 483, 1908.
5) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **9**, 113, 1908.

bis zu 1300° C untersucht und keine Veränderung der Zerfallsgeschwindigkeit nachweisen können. Auch die Abklingungskurve eines aktivierten Platindrahtes war bei 1300° C genau wie bei Zimmertemperatur.

Die Folgerungen der verschiedenen Beobachter stehen zum Teil in direktem Gegensatze zueinander. Vor allem ist auffällig, daß die Beobachter der harten γ-Strahlung keinen, hingegen die Beobachter der β-Strahlung einen recht bedeutenden Einfluß der Temperatur feststellen konnten. Z. B. spricht auch Engler davon, daß bei einem beiläufig ausgeführten Versuche mit sehr harten Strahlen eine kaum wahrnehmbare Änderung der Strahlung stattfand.

Bevor wir diese scheinbaren Widersprüche zu erklären versuchen, wollen wir uns darüber klar werden, was beim Erhitzen radioaktiver Substanzen eintreten kann. Es sind verschiedene Möglichkeiten denkbar:

1. Es kann eine Beeinflussung der Strahlungsintensität allein stattfinden; es kann z. B. bei Temperaturerhöhung die γ-Strahlung ungeändert bleiben, während die α- oder β-Teilchen mit einer kleineren oder größeren Geschwindigkeit weggeschleudert werden und deshalb im umgebenden Gase mehr oder weniger Ionen erzeugen. Ist das der Fall, so muß die Intensität der α- und β-Strahlen während des Erhitzens eine andere sein, als vor und nach dem Erhitzen. Nach dem Erhitzen muß aber der Wert der Strahlungsintensität genau so groß sein wie vorher. Nach dem vorliegenden Beobachtungsmaterial scheidet dieser Fall aus, da von Makower, Makower und Ruß und Engler eine Änderung der gemessenen Strahlungsintensität nach dem Erhitzen festgestellt ist.

2. Es kann eine Beeinflussung der Zerfallsgeschwindigkeit allein stattfinden, z. B. kann durch Temperaturerhöhung die Geschwindigkeit des Atomzerfalls vergrößert werden.

Was in diesem Falle eintritt, ist aus der folgenden Überlegung zu erkennen. Die Anzahl der vorhandenen radioaktiven Atome einer einheitlichen radioaktiven Substanz, etwa *Ra C*, sei zu einer bestimmten Zeit N_t. Dann gilt für die während der Zeiteinheit zerfallenden Teilchen n_t:

$$n_t = \lambda N_t,$$

wo λ die Zerfallskonstante bedeutet. Wird jetzt zur Zeit t plötzlich die Zerfallskonstante geändert, so wird

$$n_t' = \lambda' N_t,$$

wo n_t' und λ' von n_t und λ verschieden sind, N_t dagegen in beiden Gleichungen denselben Wert hat. Es ist also

$$N_t = \frac{n_t}{\lambda} = \frac{n_t'}{\lambda'},$$

d. h. die Anzahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Atome ist direkt proportional der Zerfallsgeschwindigkeit. Wenn also plötzlich der Atomzerfall schneller vor sich geht, so wird ebenfalls die gemessene Strahlungsintensität plötzlich ansteigen.

Graphisch ist dieser Fall in Fig. 1 dargestellt. Es ist dieser Abklingungskurve eine

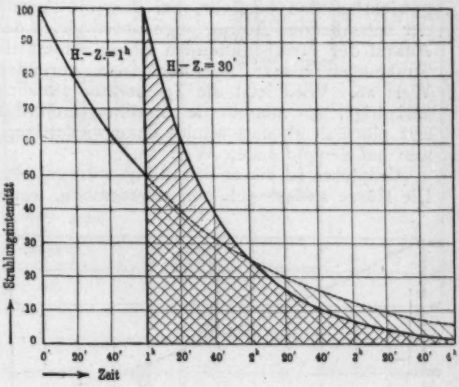

Fig. 1.

anfängliche Halbwertszeit von 1 Stunde zugrunde gelegt. Bei $t = 1^h$ soll die Zerfallsgeschwindigkeit plötzlich auf den doppelten Wert anwachsen. Dann springt die gemessene Strahlung ebenfalls auf den doppelten Wert, um dann mit einer Halbwertszeit von 30′ abzuklingen. Die Flächenstücke, die von der Abszissenachse, von der Ordinate $t = 1^h$ und von den Abklingungskurven begrenzt werden (und in Fig. 1 schraffiert gezeichnet sind), sind einander gleich, weil durch sie die gesamte zur Zeit t vorhandene Anzahl der in Frage kommenden radioaktiven Atome dargestellt wird und diese selbstverständlich unveränderlich ist.

Wird durch Temperaturänderung eine Verlangsamung der Zerfallsgeschwindigkeit herbeigeführt, so tritt eine anfängliche Verminderung der Strahlungsintensität ein. Die Intensität klingt dann langsamer ab.

Haben wir ein Gemisch radioaktiver Substanzen, von denen mehrere in ihrem Zerfall durch Temperaturerhöhung beeinflußt werden, so muß einer Aktivitätszunahme beim Erhitzen stets eine Aktivitätsabnahme beim Abkühlen die Wage halten.

Wir wollen der Einfachheit halber zuerst annehmen, daß eine langsam zerfallende Substanz, z. B. ein festes Radiumpräparat oder Radiumemanation, mit seinen schnell zerfallenden Produkten im Zustande des radioaktiven Gleichgewichts vorhanden ist und das letzte der

Produkte, also *Ra C*, die ionisierenden Strahlen aussendet und in seiner Umwandlungsgeschwindigkeit durch Temperaturerhöhung beeinflußt wird. Dann muß bei einer Beschleunigung des Zerfalls eine anfängliche Zunahme der Strahlungsintensität eintreten. Da nach kürzerer oder längerer Zeit, je nach der Halbwertszeit der beeinflußten Substanz, sich ein neuer Gleichgewichtszustand herstellt, bei dem die Anzahl der entstehenden Atome (angenähert) gleich der Anzahl der verschwindenden ist, so nimmt die Strahlungsintensität allmählich den normalen Wert an. Wird jetzt die Temperatur plötzlich erniedrigt, so nimmt die Strahlungsintensität erst plötzlich ab und wächst dann wieder langsam auf den normalen Wert an.

Graphisch ist dieser Fall in Fig. 2 dargestellt. Die Kurve ändert sich nur unwesentlich, wenn

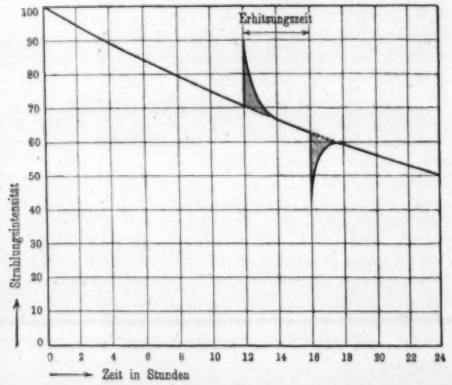

Fig. 2.

mehrere oder nicht das letzte der radioaktiven Produkte in ihrem Zerfall beeinflußt werden. Da durch Erhitzen und darauf folgendes Abkühlen die Anzahl der während einer genügend langen Zeit zerfallenden Atome nicht geändert werden kann, so müssen die Flächenstücke, die durch die Verlängerung der normalen Kurve und die Intensitätskurve eingerahmt werden (die in Fig. 2 schraffiert sind), einander gleich sein. Wenn wir also beim Erhitzen irgendeine anfängliche Aktivitätszunahme erhalten, so muß, wenn sich die Erscheinung durch eine Änderung der Zerfallsgeschwindigkeit erklären lassen soll, beim Abkühlen eine entsprechende Aktivitätsverminderung eintreten.

Auf den ersten Blick will es scheinen, als ob die Englerschen Kurven, die in Fig. 3 abgedruckt sind, der Kurve der Fig. 2 entsprächen. Engler hatte bei den hier in Frage kommenden Versuchen Radiumemanation in ein Quarzröhrchen eingeschmolzen und die Änderung der β-Strahlung während des Erhitzens beobachtet. Er fand dabei eine Erhöhung der Strahlungsintensität, die aber nicht auf den anfänglichen Wert herabging, sondern während der Dauer des Erhitzens anhielt. Und dies läßt sich nicht durch eine Beeinflussung der Umwandlungsgeschwindigkeit einer der in Frage kommenden Substanzen deuten. Ebenfalls sind die Englerschen Versuche mit aktivierten Drähten nicht dadurch zu erklären, daß die Wandlungsgeschwindigkeiten von *Ra B* oder *Ra C* durch erhöhte Temperatur vergrößert wird. Denn bei einer durch Temperaturerhöhung bedingten Beschleunigung des Zerfalls von *Ra C* müßte die Abklingungskurve anfangs über, später unter die normale Kurve zu liegen kommen. Die Abklingung wird nach einigen Stunden genau wie bei der normalen Abklingungskurve vor sich gehen. — Bleibt *Ra C* unbeeinflußt, wird aber der Zerfall von *Ra B* beschleunigt, so wird ein allmähliches Anwachsen der harten

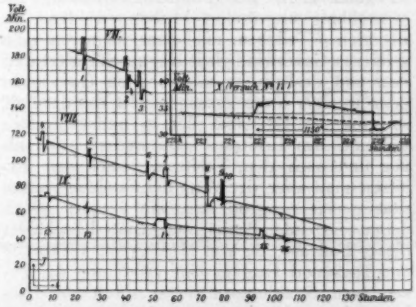

Fig. 3.

β-Strahlenintensität nachzuweisen sein. Nach einiger Zeit wird die Abklingung schneller vor sich gehen, als unter normalen Verhältnissen. Auf jeden Fall muß das von der Ordinaten- und Abszissenachse und der Abklingungskurve eingerahmte Flächenstück bei irgendwelchen Veränderungen der Zerfallskonstante dieselbe Größe behalten.

3. Es kann eine Beschleunigung der Strahlungsintensität und der Zerfallsgeschwindigkeit eintreten.

Dann müssen sich die unter 1. und 2. beschriebenen Erscheinungen überlagern. Man wird nach dem bisher Gesagten verhältnismäßig einfach die „dauernden" und „anfänglichen" Veränderungen auseinander halten können.

Neben diesen direkten Einflüssen der Temperatur auf Strahlung und Zerfall sind noch andere Einflüsse denkbar, durch die eine Änderung der gemessenen Strahlungsintensität herbeigeführt

werden kann. Das ist z. B. möglich durch eine Änderung der Strahlungsverteilung oder durch eine Änderung der Absorptionsfähigkeit der das Präparat umgebenden Materie. Man darf deshalb aus einer Veränderung der gemessenen Strahlungsintensität noch lange nicht auf eine Veränderung der radioaktiven Konstanten eines Radioelementes schließen.

Bei Temperaturerhöhung verdampft das eine oder andere der Radiumprodukte. Dadurch verändert sich die Strahlenverteilung und es werden mehr oder weniger Strahlen in das Meßgefäß gelangen. Bei Röhrchen von langgestreckter Form, in denen die radioaktiven Substanzen erhitzt werden, kann sich eine solche Änderung recht deutlich nach außen bemerkbar machen. Aber es ist auch noch der Fall möglich, daß die verdampfte Substanz in die glühenden Röhrenwände hinein und eventuell durch sie hindurch diffundiert. Dann kann, je nach den Versuchsbedingungen, im Meßgefäß eine Erhöhung oder Erniedrigung der Strahlenintensität gemessen werden. Die Abweichung vom normalen Werte kann nach Aufhören des Erhitzens im gleichen Sinne bestehen bleiben (Englers Versuche mit aktivierten Drähten) oder sich verändern und allmählich verschwinden, so daß nach genügend langer Zeit der normale Wert wieder erreicht wird. (Englers Versuche mit Emanation.) Das wird ganz davon abhängen, ob die beeinflußte radioaktive Materie allein vorhanden ist oder ob sie sich aus einer anderen Substanz bildet, die beim Erhitzen nicht durch die Wände diffundiert.

Unserer Ansicht nach erklären sich die bisher ausgeführten Versuche völlig dadurch, daß bei hohen Temperaturen *RaB* oder *RaC* oder beide Substanzen (eventuell auch *RaA*) durch die Quarzwände diffundieren und daß vielleicht auch das Absorptionsvermögen des Quarzes bei erhöhter Temperatur eine Vergrößerung erfährt.

Bei den von uns angestellten Versuchen kam es zunächst auf den Nachweis an, daß je nach der Stellung des Ionisierungsgefäßes, nach der Art der benutzten Strahlen die gemessene Strahlungsintensität ganz verschieden beeinflußt wird. Unsere Versuchsanordnung ist in Fig. 4 skizziert. Bei *Ra* befindet sich ca. 0,8 mg reines Radiumbromid, das in ein evakuiertes Quarzröhrchen von 8 mm Länge und 5 mm Durchmesser eingeschmolzen ist. Das Röhrchen liegt in einem etwas weiteren Rohre aus Platin von ca. 0,003 mm Wandstärke, 15 mm Länge und 6,5 mm Durchmesser. Das dünne Platinrohr wurde nach dem Vorgang von Engler durch Aufwickeln von Platinfolie auf 2 Platinröhrchen *rr* erhalten, die durch Zwischenschaltung von Kupferbacken *kk* auf einem Schieferklotze *s* fest montiert sind. Durch zwei an den Kupferbacken befindliche

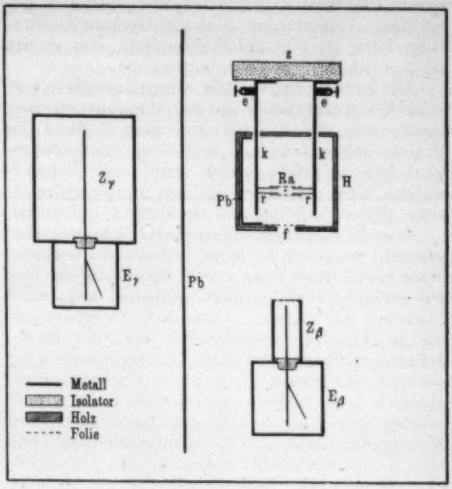

Fig. 4.

Klemmschrauben *ee* kann ein starker Strom durch das Platinfolieröhrchen geschickt werden. — Die Heizvorrichtung selbst war zur Vermeidung von Luftströmen mit einem Holzkasten umgeben, der direkt unter dem Radiumpräparate ein mit dünner Aluminiumfolie bedecktes Loch *f* von ca. 3 cm Durchmesser hatte. Weiter unter der Mitte der Platinfolie stand das Zerstreuungsgefäß eines geeichten Blattelektrometers E_β von der Form, die der eine von uns (H.W.S.) angegeben hat[1]). Das Zerstreuungsgefäß Z_β war ein Messingzylinder von 3 cm Durchmesser und 7 cm Höhe, der oben mit dünner Aluminiumfolie verschlossen war. Seitlich vom Radiumpräparate war ein zweites geeichtes Elektrometer E_γ aufgestellt, das einen messingenen Zerstreuungskörper Z_γ von 10,5 cm Durchmesser und 15 cm Höhe hatte und vom strahlenden Körper durch zwei je 1,5 mm dicke Bleiplatten *Pb* und den an der einen Seite mit Blei ausgeschlagenen Holzkasten getrennt war. Außerdem waren noch verschiedene Bleischirme aufgestellt, um die Wirkung etwa reflektierter Strahlen nach Möglichkeit zu vermeiden.

Während in das zuerst genannte Elektroskop Strahlen gelangten, die nur das Quarzrohr, die dünne Platin- und Aluminiumfolie durchsetzt hatten, konnten im zweiten Elektroskope nur solche Strahlen ionisierend wirken, die mindestens durch eine Bleischicht von 4,5 mm Dicke hindurchgegangen waren. Der im ersten Elektroskope beobachtete Effekt ist deshalb auf Rechnung der β-Strahlen zu setzen, während in das

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 564, 1905.

zweite Elektroskop praktisch nur γ-Strahlen gelangten. Wir werden deshalb das eine Elektroskop kurz als β-Strahl-Elektroskop, das zweite als γ-Strahl-Elektroskop bezeichnen.

Die Zerstreuungsgefäße waren deshalb so verschieden groß gewählt worden, damit bei gleicher Entfernung der Elektrometer vom Radium die Wanderungsgeschwindigkeit der Aluminiumblättchen ungefähr gleich groß war. Irgendwelche Veränderungen in der Strahlungsintensität ließen sich so am leichtesten feststellen.

Die Entladungszeiten beider Elektrometer wurden zunächst in kaltem Zustande mehrere Male beobachtet, dann wurde das Quarzröhrchen auf 1000—1400° C erhitzt, während etwa zwei Stunden beobachtet, dann der Heizstrom (20 bis 30 Ampere) ausgeschaltet und die Beobachtungen fortgesetzt. Die Temperaturmessung geschah mit einem Platin-Platinrhodiumthermoelement und einem zugehörigen nach Centigraden geeichten Präzisionsmillivoltmeter von Siemens & Halske. Das Thermoelement, das sich in einem Porzellanrohre von ungefähr gleicher Wandstärke befand, wie das mit Radium gefüllte Quarzröhrchen, gab ca. 3 Minuten nach dem Einschalten eine konstante Spannung.

Eine ziemlich große Änderung der Strahlungsintensität wurde im β-Strahlenelektroskope beobachtet. Das geht beispielsweise aus einem Versuche hervor, bei dem der Abstand des Zerstreuungsgefäßes vom Ofen 20 cm betrug. Die dabei gefundenen Zahlen sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

Temperatur	Anfangszeit der Beobachtung	Entladungsdauer des Elektrometers
20°	6h 10′ 14″	6′ 16,3″
20°	6h 18′ 35″	6′ 19,5″
1350°	6h 28′ 40″	7′ 36,2″
1350°	6h 59′ 18″	7′ 51,0″
1350°	6h 55′ 33″	7′ 45,8″
1350°	7h 11′ 44″	7′ 11,1″
20°	7h 18′ 15″	7′ 06,6″
20°	7h 30′ 5″	8′ 18,0″
20°	10h 18′ 10″	6′ 10,0″

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß unmittelbar nach Einschalten des Heizstroms ($6^h\,28'\,40''$) eine starke Verminderung der gemessenen β-Strahlung einsetzte, die nach ca. 15 Minuten ein Maximum erreichte und dann allmählich wieder kleiner wurde. Schaltet man dann den Strom aus ($7^h\,18'\,15''$), so findet wieder eine starke Strahlungsverminderung statt, die nach mehreren Stunden vollkommen verschwindet.

Eine Beeinflussung der γ-Strahl-Intensität war bei nicht zu kleiner Entfernung des Elektrometers vom Heizofen und bei möglichst vollständiger Abblendung der β-Strahlen nicht festzustellen. Das geht aus Tabelle 2 hervor.

Tabelle 2.

Temperatur	Anfangszeit der Beobachtung	Entladungsdauer des Elektrometers
20°	5h 15′	16′ 53,0″
20°	9h 40′	16′ 47,0″
20°	9h 57′	16′ 48,3″
1400°	10h 25′	16′ 51,0″
1400°	10h 49′	16′ 52,0″
20°	11h 6′	16′ 52,8″
20°	11h 46′	16′ 49,8″

Der Strom wurde in diesem Falle eingeschaltet um $10^h\,15'$, ausgeschaltet um $11^h\,0'$. Während also hier keine Änderung in der Entladungszeit bemerkbar ist, wurde das auf eine vergleichbare Entladungsdauer gebrachte β-Strahlen-Elektrometer von 16′ 43,8″ auf 20′ 53,2″ verzögert. Wurde das Elektrometer ziemlich nahe an das strahlende Präparat herangebracht, so war beim Erhitzen eine allmähliche Verminderung der Strahlungsintensität um ca. 1 Proz. nachzuweisen, die nach Beendigung der Erhitzung anhielt, jedoch nicht größer wurde und allmählich verschwand.

Entschieden geht aus den mitgeteilten Versuchen hervor, daß die mit den Elektrometern meßbare β- und γ-Strahlung beim Erhitzen in verschiedener Weise beeinflußt wurde. Diese Verschiedenheit läßt sich bei einem in radioaktivem Gleichgewichte befindlichen Radiumpräparate auf keine Weise dadurch erklären, daß eine Beeinflussung der Wandlungskonstante irgendeines der in Frage kommenden Produkte statthat. Aber auch der Fall ist ausgeschlossen, daß beim Erhitzen etwa die β-Strahlung allein, die γ-Strahlung nicht verändert würde. Dann hätte, wie wir bereits erwähnten, keine Änderung nach dem Erhitzen nachgewiesen werden können.

Es bleiben zur Erklärung der Erscheinungen nur noch die vorhin erwähnten Möglichkeiten offen, daß beim Erhitzen und Abkühlen eine Veränderung in der Struktur des Quarzrohres oder eine Veränderung in der Verteilung der strahlenden Materie oder beides stattgefunden hat. Bei der geringen Größe des Quarzröhrchens (ca. 1 cm lang) ist eine Beeinflussung der Strahlungsintensität um ca. 25 Proz. (vgl. Tab. 1) nur dadurch zu erklären, daß ein Teil der schnell zerfallenden radioaktiven Materie durch das Quarzrohr hindurchdiffundiert ist und sich an kälteren Partien des Ofens niedergeschlagen hat. Einen direkten Beweis für diese Vermutung konnten wir dadurch erbringen, daß wir die benutzte Platinfolie nach dem Erhitzen auf ihre Aktivität untersuchten. Die erhaltenen Abklingungskurven ließen erkennen, daß *Ra A*, *Ra B* und *Ra C* durch die Röhrenwand diffundiert waren, und zwar *Ra B* und *Ra C* im Überschusse.

Bei näherer Untersuchung dieses Vorgangs

hielt leider das benutzte Quarzrohr den wiederholten Erhitzungen nicht stand. Es hatte schon vorher eine eigentümliche Veränderung an einer bestimmten Stelle gezeigt. Wir schmolzen deshalb das Radiumbromid in ein neues Röhrchen aus klarem Quarze ein und wiederholten die Versuche. Da ergab sich das merkwürdige Resultat, daß beim Erhitzen bis zu 1500° nicht die geringste Veränderung der β-Strahlaktivität nachzuweisen war. Und wir hätten, wie aus Tab. 2 zu ersehen ist, eine Änderung der Strahlungsintensität um 1 Proz. mit dem exakt anzeigenden Elektrometer nachweisen können.

Nach oftmaligem Erhitzen und Abkühlen konnte auch für die β-Strahlung dieses Quarzröhrchens eine Veränderung im β-Strahlelektroskop nachgewiesen werden. Und zwar trat eine Verminderung der Strahlungsintensität erst beim Abkühlen ein, während die meßbare Strahlung beim Erhitzen selbst unverändert blieb. Wir vermuteten, daß während des Abkühlens eine Strukturveränderung des Quarzrohres eingetreten und dann aktive Materie hindurchdiffundiert war. Bei einem bestimmten Versuche, bei dem die Verminderung der β-Strahlenintensität freilich nur 3 Proz. betrug, war das aber nicht der Fall. Denn einesteils war der Ofen nicht aktiv geworden, und dann bewirkte das Quarzröhrchen in einem besonders aufgestellten γ-Strahlelektroskop vor und nach dem Erhitzen dieselbe Zerstreuung. Aber die Abweichung von 3 Proz. in der gemessenen β-Strahlung erklärt sich ja schon, wenn ein Teil der strahlenden aktiven Materie in das Quarz hineindiffundiert ist. Dann wird ein Teil der β-Teilchen nach dem Erhitzen in der Quarzröhre einen größeren Weg zurücklegen müssen als vorher und deshalb stärker absorbiert werden. Schließlich ist nicht ausgeschlossen, daß eine allmählich wieder verschwindende Strukturveränderung die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen vermindern kann.

Es ist sehr merkwürdig, daß sich verschiedene Quarzröhrchen beim Erhitzen unter scheinbar denselben Verhältnissen nicht gleichmäßig verhalten, ja, daß ein und dasselbe Quarzröhrchen mit der Zeit merkwürdige Veränderungen in seinem Verhalten der aktiven Materie gegenüber durchmacht. Etwas Ähnliches ist übrigens schon von Engler beobachtet. Er schreibt l. c. S. 45: „Es war ungemein überraschend, daß ich bei öfterer Wiederholung dieser Erhitzungsversuche die Aktivitätsabnahme nach dem Erhitzen nicht mehr feststellen konnte." Und S. 46: „Am auffallendsten ist, daß das dritte Quarzrohr, dessen erste Erhitzungen eine deutliche Abnahme der Aktivität nach dem Erhitzen zeigten, bei späteren Versuchen eine solche nicht erkennen ließ." Und: „Eine große Anzahl neuer mit Emanation gefüllter Quarzröhren zeigte schon bei den ersten Versuchen keine Abnahme der Aktivität unter den normalen Wert nach vorangegangener Erhitzung."

Weitere Versuche über diese merkwürdige Erscheinung haben bisher noch nicht durchgeführt werden können. Entschieden darf aber als sicheres Resultat der vorliegenden Untersuchung gelten, daß irgendwelche direkten Temperatureinflüsse auf Strahlung und Wandlungsgeschwindigkeit der Radiumzerfallsprodukte bis zum *RaC* bei Temperaturen bis zu 1500° C mit den empfindlichsten Instrumenten nicht nachweisbar sind.

Gießen, im September 1908. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 23. September 1908.)

Erich Ladenburg (†) und Karl Markau (Berlin), Über die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrischer Elektronen.

Vor einiger Zeit konnte der eine von uns[1]) zeigen, daß die Anfangsgeschwindigkeit der durch die Einwirkung ultravioletten Lichtes ausgelösten Elektronen eine Funktion der Wellenlänge des wirkenden Lichtes ist. Die Versuche waren in der Weise angestellt worden, daß die Aufladung einer im höchsten Vakuum befindlichen Metallplatte gemessen wurde, wenn spektral zerlegtes Licht diese Platte traf. Es wurde eine um so größere Aufladung gefunden, je kürzer die Wellenlänge des wirkenden Lichtes war. Zahlenmäßig ergab sich für ein und dasselbe Metall eine Proportionalität zwischen der Wurzel aus dem Potential, also zwischen der maximalen Anfangsgeschwindigkeit und der Schwingungszahl des wirkenden Lichtes, und zwar unter der Voraussetzung, daß die Geschwindigkeit o der Schwingungszahl o zugeordnet ist. Macht man diese Annahme nicht, so kann aus den Versuchen auch auf eine lineare Abhängigkeit des Quadrates der maximalen Geschwindigkeit von der Schwingungszahl geschlossen werden, wie dies A. Joffé[2]) auf Grund der besprochenen Versuche getan hat.

Aus der Tatsache, daß die Größe der Aufladung sich für verschiedene Wellenlängen verschieden ergibt, kann man zweierlei Schlüsse ziehen: Entweder folgt hieraus, daß bei einer bestimmten Wellenlänge ein ganzes Spektrum von Geschwindigkeiten, von o anfangend, ausgelöst wird, und daß nur die größte vorkommende Geschwindigkeit A mit Abnahme der Wellenlänge wächst. Dies würde mit den Kurven von Lenard[3]) über die Geschwindigkeitsver-

1) Erich Ladenburg, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. **9**, 504, 1907; diese Zeitschr. **8**, 590, 1907.
2) A. Joffé, Ann. d. Phys. (4) **24**, 939, 1907.
3) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) **8**, 149, 1902.

teilung im Einklang stehen, nach denen Geschwindigkeiten von 0 bis A Volt vorhanden sind, und zwar hatten sich bei jedem untersuchten Metall für den Grenzwert A annähernd dieselben Zahlenwerte ergeben wie die in der oben besprochenen Arbeit gefundenen. Diese Anschauung würde freilich theoretisch schwer zu deuten sein.

Die andere Möglichkeit einer Erklärung der erwähnten Versuche ist die, daß zu jeder Schwingungszahl nur eine Geschwindigkeit bezw. ein Geschwindigkeitsbereich entsprechend dem Maxwellschen Verteilungsgesetz gehört, nämlich diejenige Geschwindigkeit, welche der Aufladung entspricht. Nach dieser Auffassung würden, wenn z. B. Licht zwischen den Grenzen $\lambda = 200\ \mu\mu$ und $\lambda = 260\ \mu\mu$ auf eine Platinplatte fällt, nur Elektronen ausgelöst werden mit Geschwindigkeiten zwischen 1,08 und 1,86 Volt[1]). Diese Deutung wäre deshalb wichtig, weil sich dadurch die lichtelektrische Wirkung als ein reines Resonanzphänomen erwiese.

Im folgenden soll über Versuche berichtet werden, die auf anderem Wege die früheren Resultate bestätigen und ferner vor allem eine Entscheidung zwischen den beiden Erklärungsmöglichkeiten herbeiführen sollen.

Läßt man unzerlegtes ultraviolettes Licht auf eine Metallplatte im Vakuum fallen, so kann man, wie Lenard gezeigt hat, die Zahl der Elektronen messen, die die Platte verlassen, bezw. zu ihr hinfliegen. Lädt man gleichzeitig die Platte gegen ihre Umgebung auf ein Potential, und zwar zunächst auf ein hohes positives Potential, so findet man nach Lenard, daß mehr Elektronen zur Platte gelangen als sie verlassen, entsprechend der Tatsache, daß Licht an der bestrahlten Platte reflektiert wird und an der gegenüberstehenden Elektronen erzeugt; diese treffen die bestrahlte Platte, während die an dieser selbst frei werdenden Elektronen von dem positiven „verzögernden" Potential festgehalten werden; die durch diesen „umgekehrten" Effekt bedingten Fehler lassen sich berechnen und eliminieren. Erniedrigt man das Potential, so erhält man von einem bestimmten Wert einen positiven Effekt, d. h. Elektronen verlassen die Platte, aber offenbar zunächst nur die der maximalen Geschwindigkeit, die eben von jenem Potential nicht mehr zurückgehalten werden. Bei weiterer Abnahme des Potentials nimmt die Zahl der fortgehenden Elektronen zu, erleidet beim Werte 0 einen Sprung und erreicht erst bei negativen Potentialen ihren maximalen „Sättigungswert". Hieraus schließt man nach der gewöhnlichen Auffassung einerseits, daß Elektronen aller Geschwindigkeitssorten zwischen Null und jenem Maximalwert die Platte verlassen, und da die Zahl bei 0 Volt etwa $^2/_3$, bei $+0{,}5$ Volt („Verzögerung") nur $^1/_6$ der maximalen Menge beträgt, daß die Zahl von Elektronen, die mit Geschwindigkeiten zwischen 0 und 0,5 Volt die Platte verlassen, sehr viel größer ist als die, deren Geschwindigkeit größer als 0,5 Volt ist.

Zweitens aber führten diese Versuchsergebnisse zu der Annahme einer in der Platte vorhandenen Oberflächenkraft, die erst überwunden werden muß, ehe alle Elektronen die Platte verlassen können.

Die ersten Versuche wurden nun angestellt, um zu zeigen, daß diese Sättigungskurven verschieden ausfallen für verschiedene Spektralbezirke des wirkenden Lichtes, entsprechend den früher von dem einen von uns gefundenen Tatsachen.

Die Versuchsanordnung war folgende. Das Licht einer Hochdruckquarzquecksilberlampe — 200 Volt Klemmenspannung und 4 Ampere —, für deren leihweise Überlassung wir der Firma W. C. Heraeus, Hanau, auch an dieser Stelle unsern besten Dank sagen, wurde durch 2 große Quarz-Kondensoren auf den Spalt eines mit 2 Quarz-Flußspat-Objektiven und einem Flußspat-Prisma versehenen Spektrometers konzentriert. Die durch das Objektiv des Spaltrohrs parallel gemachten und durch das Prisma zerlegten Strahlen wurden durch die zweite Objektiv-Linse auf der zu untersuchenden Platinplatte A vereinigt. Diese letztere befand sich in einem durch die Quarzplatte B verschlossenen Glasrohre (s. Fig. 1), war 4 mm breit und durch

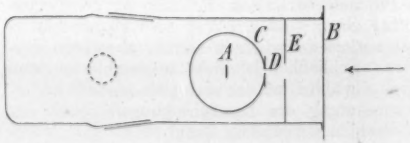

Fig. 1.

Bernstein isoliert eingeführt. Auf dieselbe Weise war der Messingzylinder C isoliert. Derselbe hatte auf der der Quarzplatte B zugekehrten Seite eine schlitzförmige, 2 mm breite Öffnung zum Durchtritt der Strahlen. Die Glimmerscheiben D und E hielten das Licht vom Zylinder fern. An das Rohr war ein anderes Glasrohr angeschmolzen, welches mit Kokusnußkohle gefüllt war. Das Ganze wurde mit einer Ölpumpe bis auf Röntgenvakuum ausgepumpt und dann abgeschmolzen. Das zum Versuch notwendige Vakuum wurde durch Kühlen der Kohle mit flüssiger Luft erzielt.

Die Schaltung ist aus Fig. 2 ersichtlich. A ist wieder, ebenso wie in Fig. 1, die bestrahlte Platte. Sie ist durch einen Bronson-

1) Erich Ladenburg, (l. c.)

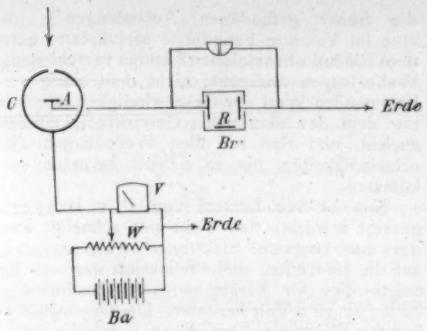

Fig. 2.

Widerstand[1]) *Br* zur Erde abgeleitet. Die Enden dieses Widerstandes liegen an den Quadranten eines gut isolierenden Dolezalekschen Elektrometers. Die Größe des Widerstandes betrug $4{,}5 \times 10^9$ Ohm und die Empfindlichkeit des Elektrometers 1 Skt. $= \frac{1}{5000}$ Volt, so daß in der benutzten Kombination 1 Skt. $= 4{,}4 \times 10^{-14}$ Amp. war.

Zur Erzeugung höherer Spannungen zwischen *A* und dem Zylinder *C* wurde eine isoliert aufgestellte Hochspannungsbatterie benutzt, für die niederen Spannungen 3 Akkumulatoren, die durch einen Schieberheostaten *w* geschlossen waren. Der positive bzw. negative Pol war geerdet und die Abzweigeklemme des Rheostaten mit dem Zylinder *C* und der einen Klemme des Voltmeters *V* verbunden, dessen andere geerdet war. Alle Teile der Anordnung waren von der Erde isoliert. Um den Effekt für unzerlegtes Licht zu erhalten, wurde das Prisma aus dem Spektralapparat entfernt und das Spaltrohr des Spektrometers in die Verlängerung des anderen Rohres gestellt.

Die erhaltenen Resultate sind in Tabelle 1 wiedergegeben. Die Tabelle zerfällt in 4 Teile:

1) Howard L. Bronson, Sill. Journ. (4) **19**, 185, 1905, siehe auch Erich Ladenburg, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **9**, 166, 1907.

Tabelle 1.

I Unzerlegtes Licht		II $\lambda = 260\ \mu\mu$		III $\lambda = 232\ \mu\mu$		IV $\lambda = 212\ \mu\mu$	
V	*α*	*V*	*α*	*V*	*α*	*V*	*α*
+ 5,8	75	+ 5,6	74,0	+ 5,8	74,4	+ 5,9	76,5
+ 4,5	75	+ 4,0	74,4	+ 4,96	74,3	+ 4,5	76,5
+ 3,5	75	+ 2,0	73,5	+ 4,0	74,5	+ 3,5	76,5
+ 2,5	75	+ 1,5	72,8	+ 3,0	74,2	+ 2,5	76,5
+ 1,95	74,5	+ 1,0	72,8	+ 2,0	74,2	+ 1,5	76,3
+ 1,705	74	+ 1,205	72,3	+ 1,50	74,2	+ 1,2	76,3
+ 1,25	74	+ 1,098	72,1	+ 1,20	74,0	+ 1,0	76,1
+ 1,0	71,6	+ 0,99	72,2	+ 1,00	73,7	+ 0,89	76,0
+ 0,92	69,7	+ 0,82	70,4	+ 0,80	72,8	+ 0,785	75,2
+ 0,815	66,2	+ 0,71	67,3	+ 0,70	70,8	+ 0,66	71,9
+ 0,69	61	+ 0,56	61,0	+ 0,60	68,1	+ 0,56	70,0
+ 0,61	59,4	+ 0,42	53,2	+ 0,492	64,5	+ 0,425	65,8
+ 0,485	54,6	+ 0,32	46,1	+ 0,40	61,0	+ 0,35	63,1
+ 0,38	49,9	+ 0,20	38,6	+ 0,30	56,6	+ 0,245	59,0
+ 0,295	47,3	+ 0,10	31,1	+ 0,20	51,8	+ 0,14	54,9
+ 0,20	42,5	+ 0,02	24,0	+ 0,10	47,0	+ 0,02	48,8
+ 0,105	38,6	− 0,02	20,5	+ 0,02	41,6	− 0,02	47,3
+ 0,02	35,2	− 0,10	12,6	− 0,02	39,7	− 0,12	42,5
− 0,02	33,1	− 0,20	5,0	− 0,10	34,8	− 0,279	33,2
− 0,105	28,9	− 0,30	− 1,5	− 0,20	28,3	− 0,38	27,8
− 0,20	23,6	− 0,39	− 5,6	− 0,30	21,8	− 0,525	20,0
− 0,315	18,5	− 0,55	− 10,0	− 0,40	15,1	− 0,64	14,9
− 0,415	13,3	− 0,71	− 11,8	− 0,50	10,5	− 0,77	9,5
− 0,505	10,0	− 0,91	− 12,7	− 0,608	6,4	− 0,915	5,1
− 0,60	7,5	− 1,01	− 13,2	− 0,69	2,1	− 1,015	3,2
− 0,712	4,3	− 1,20	− 13,3	− 0,79	− 1,0	− 1,14	0
− 0,82	3,14	− 1,40	− 14,0	− 0,89	− 3,5	− 1,25	− 0,8
− 0,91	1,93	− 1,60	− 14,0	− 1,0	− 5,8	− 1,35	− 2,3
− 1,01	1,29	− 1,80	− 14,0	− 1,10	− 6,9	− 1,51	− 3,6
− 1,21	0	− 2,80	− 14,0	− 1,20	− 7,4	− 1,66	− 4,5
− 1,39	− 0,775	− 5,90	− 15,0	− 1,30	− 8,0	− 1,77	− 5,0
− 1,5	− 1,245	− 60	− 27,8	− 1,40	− 8,5	− 1,87	− 5,6
− 1,6	− 1,505			− 1,60	− 9,0	− 2,51	− 5,8
− 1,895	− 2,15			− 1,80	− 9,8	− 3,00	− 6,1
− 2,21	− 2,23			− 2,24	− 10,0	− 60	− 22,2
− 2,31	− 2,58			− 2,5?	− 10,2		
				− 60	− 24,9		

Teil I gilt für unzerlegtes Licht, II für einen Spektralbezirk um 260 $\mu\mu$, III für einen um 232 $\mu\mu$ und IV für einen um 212 $\mu\mu$. In den Tabellen bedeuten die Zahlen unter V die Größen des Potentials in Volt zwischen C und A; es sind hierbei diejenigen Potentiale positiv gerechnet, welche negative an A entstehende Elektronen beschleunigen. Die α bedeuten die entsprechenden Elektronenausschläge, sie sind also der Zahl der austretenden Elektronen proportional.

Der Inhalt der Tabelle 1 ist in Fig. 3 graphisch dargestellt, und zwar entspricht Kurve I

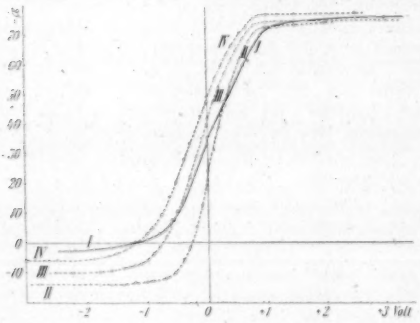

Fig. 3.

dem Teil I, Kurve II dem Teil II, Kurve III dem Teil III und Kurve IV dem Teil IV der Tabelle 1. In allen vier Kurven sind die Potentiale zwischen C und A als Abszissen, die Elektrometerausschläge als Ordinaten eingezeichnet. Die Kurven zeigen deutlich, daß für verschiedene Wellenlängen die Verteilung der Geschwindigkeiten der Elektronen eine verschiedene ist. Und zwar bestätigt sich das früher gefundene [1]) Resultat, daß kürzeren Wellenlängen schnellere Elektronen entsprechen, da alle charakteristischen Erscheinungen bei höheren Potentialen eintreten.

Um diese Kurven zu quantitativen Berechnungen zu benutzen, müßten sie erst wegen der durch die Lichtreflexion bedingten Verringerung des Effekts korrigiert werden. Es erzeugt nämlich, wie schon gesagt, das an A reflektierte und C treffende Licht an letzterem Elektronen. Diese treffen A und rufen so eine Verringerung des Effektes hervor. Hierdurch erklären sich auch die negativen Äste der Kurven.

Aus den Kurven der Fig. 3, die in ihrem Verlauf den Kurven Lenards [2]) vollkommen ähneln, scheint in der Tat hervorzugehen, daß die früher gefundenen Aufladungen [1]), die eine im Vakuum befindliche Metallplatte unter dem Einfluß ultravioletten Lichtes verschiedener Wellenlängen annimmt, nicht dem einzig vorkommenden Wert der Geschwindigkeit, sondern nur dem der maximalen Geschwindigkeit entspricht, und daß bei allen Wellenlängen Geschwindigkeiten bis zu 0 Volt herunter vorkommen.

Nun ist vor kurzem von O. v. Baeyer [2]) gezeigt worden, daß nicht nur schnelle, sondern auch langsame Elektronen an Metallplatten, auf die sie treffen, diffus reflektiert werden. Er zeigte dies für Elektronen mit Geschwindigkeiten bis zu 2 Volt herunter. Die Geschwindigkeit der Elektronen, um die es sich bei unseren Versuchen handelt, ist von derselben Größenordnung und es war daher anzunehmen, daß auch hier Reflexion von Elektronen auftritt. Für diese Elektronen, die also — s. Fig. 2 — an C reflektiert werden und A treffen, ist das für die primären Elektronen verzögernde Potential ein beschleunigendes, und sie werden offenbar die Zahl der von der bestrahlten Platte fortfliegenden Elektronen so lange zu klein erscheinen lassen, bis das negative Potential der bestrahlten Platte hoch genug ist, sie fernzuhalten. Quantitativ ist von vornherein nicht zu übersehen, welche Änderung hierdurch die Kurven der Fig. 3 erleiden und wie die von diesem Fehler freien Kurven verlaufen würden. Deshalb war es notwendig, die Reflexion von Elektronen an C zu verhindern, d. h. dafür zu sorgen, daß die Elektronen, die A einmal verlassen, nicht wieder dorthin zurückkehren.

In der oben zitierten Arbeit gibt nun O. v. Baeyer ein Mittel an, diese Reflexion von Elektronen auf ein Minimum herabzusetzen. Wenn man nämlich vor die Auffangeplatte noch ein Drahtnetz bringt und dieses gegen die Platte negativ auflädet, so findet bei geeigneter Wahl dieses Potentials keine wesentliche Reflexion mehr statt. Dieses Mittel wurde angewendet und nach vielen Vorversuchen ergab sich schließlich folgende Versuchsanordnung, die Fig. 4 wiedergibt.

In einem durch die Quarzplatte G verschlossenen Glasrohre befand sich die isoliert eingeführte Elektrode A, an der durch Bestrahlung die Elektronen erzeugt werden sollten. Die ebenfalls gut isolierte Auffangeplatte B befand sich in einem von ihr isolierten Faraday-Käfig C, der vorn durch ein Drahtnetz aus ganz dünnen Drähten geschlossen war. E ist ein Drahtnetz, welches zum elektrischen Schutz diente, D und F zwei Glimmerdiaphragmen, die das Licht von E fernhalten. Das Ganze

1) l. c.
2) l. c.

1) Erich Ladenburg, l. c.
2) O. v. Baeyer, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **10**, 96, 1908.

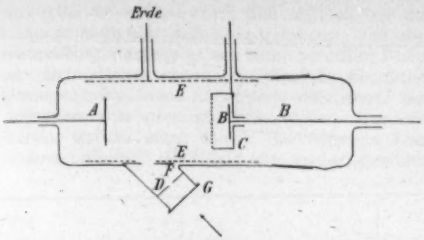

Fig. 4.

wurde in der gleichen Weise, wie bei den oben beschriebenen Versuchen, mit Hilfe von Kokusnußkohle und flüssiger Luft ausgepumpt. Als Lichtquelle diente wieder die Quarz-Quecksilberlampe. Die Schaltung ist aus Fig. 5 ersichtlich. Die Elektrode B — es sind dieselben Bezeichnungen wie in Fig. 4 — lag an der aus dem Bronson-Widerstand Br und dem Elektrometer gebildeten Meßanordnung.

Die Elektrode A, der Käfig C, ebenso wie die Batterie Ba, der Widerstand W und das Voltmeter V — alle isoliert aufgestellt — wurden durch die Batterie I auf ein negatives Potential aufgeladen. Die Batterie Ba und der Widerstand W dienten, ebenso wie in der ersten Versuchsanordnung (s. Fig. 2), zum Beschleunigen bzw. Verlangsamen der an A erzeugten Elektronen.

Um das Potential zu finden, das man zwischen B und C anlegen muß, um die Reflexion zu vermeiden, wurde der Effekt bei 0 Volt zwischen A und C gemessen als Funktion des Potentials zwischen C und B. Es ergab sich, daß von ca. 50 Volt an der Effekt nicht mehr zunahm, woraus hervorging, daß von diesem Potential an die Reflexion aufhörte. Demgemäß wurde für die in der Tabelle 2 mitgeteilten Messungen zwischen C und B ein Potential von 50 Volt gewählt. Die Tabelle, in der V das zwischen A und C — s. Fig. 4 — angelegte Potential und α den dazugehörigen Elektrometerausschlag bedeutet, zerfällt in zwei Teile. Teil I

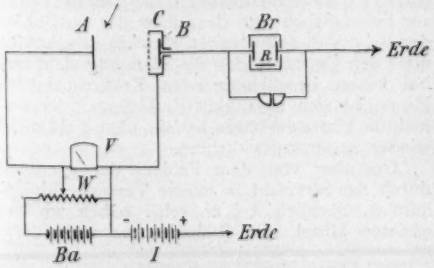

Fig. 5.

ist mit dem Potential von 50 Volt zwischen C

Tabelle 2.

I. Reflexion verhindert		II. Reflexion nicht verhindert	
V	α	V	α
+ 3	266	+ 120	260
+ 2	266	+ 60	244
+ 1	266	+ 10	198
+ 0	266	+ 4	176
— 0,11	266	+ 2	156
— 0,30	266	+ 0,68	89
— 0,45	266	+ 0,50	72
— 0,61	263	+ 0,39	61,5
— 0,72	258	+ 0,30	54
— 0,77	256	+ 0,21	46
— 0,80	242	+ 0,1	39
— 0,90	203,5	+ 0	32
— 1,0	177,5	— 0,12	25,5
— 1,1	147	— 0,20	21
— 1,2	122	— 0,30	16
— 1,3	94	— 0,44	10
— 1,5	58	— 0,54	8
— 1,8	23	— 0,70	3
— 2,0	8	— 0,98	0
— 2,4	0		

und B aufgenommen, Teil II ohne dieses Potential. Im letzteren Falle war C geerdet.

Der Inhalt der Tabelle 2 ist in Fig. 6 graphisch wiedergegeben. Kurve I entspricht dem Teil I und Kurve II dem Teil II der Tabelle 2. Bezüglich der Kurve II, die in ihrem Verlauf dem früher gefundenen entspricht, ist zunächst zu bemerken, daß das zur Erzeugung der Sättigung erforderliche Potential von 120 Volt deshalb so viel höher liegt, als bei den Versuchen mit der ersten Versuchsanordnung, weil hier der Abstand $A-C$ etwa 6 cm, früher dagegen der entsprechende nur 5—6 mm betrug.

Aus den Kurven I und II der Fig. 6 folgt nun, daß der früher gefundene Verlauf, wie ihn Kurve II darstellt, nicht der wahren Sättigungskurve lichtelektrischer Elektronen entspricht, sondern durch die an der Auffangeplatte erzeugte Reflexion verändert ist. Beseitigt man diese Reflexion, wie in Kurve I geschehen, so zeigt sich, daß schon bei etwa 0,8 Volt Verzögerung Sättigung vorhanden ist, d. h. daß Geschwindigkeiten kleiner als 0,8 Volt nicht oder nur verschwindend wenig vorkommen. Licht zwischen den Wellenlängen $\lambda = 200\ \mu\mu$ und 260 $\mu\mu$, wie es im wesentlichen das in unserer Lichtquelle Wirksame ist, scheint nach diesen Versuchen an Platin nur Elektronen von Geschwindigkeiten zwischen 0,8 und 2,3 Volt zu erzeugen. Geschwindigkeiten zwischen 0 und 0,8 Volt kommen nicht im wesentlichen Betrage vor. Ebenso ist der früher bei 0 Volt vorhandene Knick verschwunden, der zur Annahme einer Oberflächenkraft geführt hatte.

Zahlenmäßig stimmen die aus der Kurve sich ergebenden Grenzgeschwindigkeiten mit

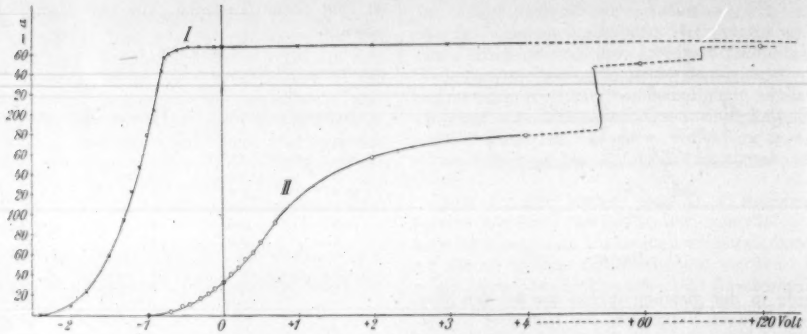

Fig. 6.

den früher gefundenen[1]) nicht überein. Früher waren die Grenzen für 260 bez. 200 $\mu\mu$ 1,08 bez. 1,86 Volt, jetzt ergaben sie sich zu 0,8 und 2,3 Volt. Die Gründe für diese Unterschiede sind folgende: Einmal ist es ja gar nicht notwendig, daß nur eine einzige Geschwindigkeit durch eine Wellenlänge ausgelöst wird; es ist vielmehr sehr wohl möglich, daß die durch eine Wellenlänge ausgelösten Elektronen bezüglich ihrer Geschwindigkeit um einen Mittelwert herumliegen.

Ferner aber ist zu bedenken, daß, wie schon O. v. Baeyer in der oben zitierten Arbeit erwähnt, durch das zwischen der Platte B und C angelegte Potential ein Streufeld entsteht, welches so wirkt, daß dadurch die Elektronen eine gewisse Beschleunigung erfahren. Annähernd läßt sich die Größe dieses Streufeldes bestimmen, und zwar beträgt dasselbe bei unseren Dimensionen — Entfernung $A-C = 6$ cm; Entfernung $C-B = 0.5$ cm; Maschenweite des Drahtnetzes 1 mm; Drahtdicke = 0,15 mm — etwa 0,8 Proz.

Dies würde heißen, daß die Kurve um 0,4 Volt nach rechts zu verschieben ist, und daß daher der Abfall schon bei 0,4 Volt Verzögerung beginnt und die Kurve bei 1,9 Volt die X-Achse trifft.

An A reflektiertes Licht kann hier keinen störenden Einfluß ausüben, weil die Platte B, an der dasselbe Elektronen erzeugen würde, gegen die Umgebung positiv geladen ist, die Platte B also keine Elektronen abgibt. Die Kurve II ist ebenso wie der Teil II der Tabelle 2 vor dem Beginn des durch Lichtreflexion bedingten negativen Effektes abgebrochen, da hier ohne Interesse.

Sehr deutlich war bei diesen Versuchen der Einfluß des Vakuums zu bemerken. Trotzdem das Rohr gutes Röntgenvakuum vor Beginn der Kühlung mit flüssiger Luft zeigte, mußte, im Falle, daß ohne Feld zwischen C und B gearbeitet wurde, doch erst stundenlang gekühlt werden, ehe bei 0 Volt zwischen A und C sich der Effekt in seiner zu diesem Potential gehörenden Größe zeigte.

Es folgt daraus, daß die Reichweite dieser langsamen Elektronen erst bei einem sehr guten Vakuum die Größe von 6 cm erreicht, einem Vakuum, das natürlich viel besser sein muß als dasjenige, bei dem man keine Stoßionisation mehr erhält. Man kann sich dies so vorstellen, daß für die langsamen Elektronen die Wirkungssphäre der Elektronen viel größer ist, als für schnelle[1]). Es ist allerdings auch möglich, daß nicht der Gesamtdruck so tief sein muß, sondern daß für die große Reichweite nur das Fehlen eines bestimmten Gases notwendig ist.

Gegen die Gültigkeit der eben beschriebenen Versuche könnte man einwenden, daß über die Größe des Streufeldes und die dadurch bedingte Verschiebung der Kurve keine ganz genauen Angaben möglich sind, und daß deshalb der Beweis dafür noch nicht erbracht ist, daß tatsächlich bei Platin keine Geschwindigkeiten unter 0.4 Volt vorkommen. Allerdings können diese Fehler nichts an der Tatsache ändern, daß die Wirkung der Oberflächenkraft verschwunden ist; denn sie können nur eine geringe Parallelverschiebung der ganzen Kurve zur Folge haben und deshalb weder das Fehlen des bei 0 Volt auftretenden Knickes verschulden noch den Umstand, daß die Sättigung nicht erst bei hohen beschleunigenden Kräften eintritt. Es ergibt sich also, daß Elektronen, die einmal die Platte verlassen haben, ohne Feld nicht wieder zu ihr zurückkehren.

Um aber von dem Fehler, der eventuell durch das Streufeld in unsere Versuche hineinkommt, gänzlich frei zu sein, haben wir ein anderes Mittel, die Reflexion zu verhindern,

1) Erich Ladenburg, l. c.

1) P. Lenard, l. c.

versucht. O. v. Baeyer[1]) hat nämlich bei der Untersuchung der Reflexion gefunden, daß eine Anordnung, bestehend aus einer berußten Platte mit dicht davorstehendem, ebenfalls berußtem Drahtnetz, fast keine Elektronen reflektiert. Um außerdem von allen störenden elektrischen Einflüssen frei zu sein, wurde die folgende Versuchsanordnung, die Fig. 7 wiedergibt, gewählt.

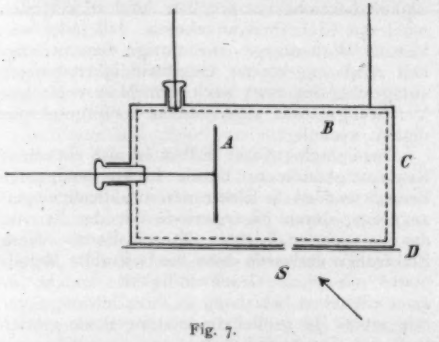

Fig. 7.

In einen bis auf eine schlitzförmige 4 mm breite und 15 mm hohe Öffnung vollständig geschlossenen Kasten C von $8 \times 4 \times 4$ cm war die bestrahlte Elektrode A isoliert eingeführt. Letztere wurde zur Vermeidung von Lichtreflexion geschwärzt. In dem Messingkasten C, von diesem durch Bernsteinstückchen von 3 mm Dicke isoliert, saß ein zweiter, ebenfalls mit einem Schlitz versehener, Kasten B aus feinem Drahtnetz, und dieser war ebenso wie die Innenseite von C mit Lampenruß geschwärzt. Das Glimmerdiaphragma D schützte den Kasten C vor Bestrahlung. Die ganze Vorrichtung wurde in das auch in der vorigen Anordnung benutzte Glasrohr (s. Fig. 4) derart eingesetzt, daß die Platte A durch die Quarzplatte G und die Glimmerdiaphragmen bestrahlt werden konnte. Bezüglich der Meßanordnung sei gesagt, daß B und C metallisch miteinander verbunden wurden[2]), im übrigen aber zur Erzeugung und Messung des beschleunigenden resp. verzögernden Potentials V zwischen C und B einerseits und A andererseits dieselbe Anordnung gewählt war, wie im ersten Versuch (s. Fig. 2). Die Elektrode A lag an der Meßanordnung.

Die Resultate für unzerlegtes Licht sind in Tabelle 3 zusammengestellt, und in Fig. 8 graphisch wiedergegeben. Die Bezeichnung ist

1) l. c.

2) Der Drahtkäfig C war von dem Messingkasten B deshalb isoliert, um ev. auch die Möglichkeit zu haben, zwischen beiden ein beliebiges Potential herstellen zu können. Ein solches Hilfsfeld verhinderte die Reflexion in nicht wesentlich höherem Maße, als die benutzte Anordnung ohne Feld.

Tabelle 3.

V	α	V	α	V	α
+60	55,3	−1,0	52,7	−2,8	12,8
+ 4	55,1	−1,5	50,6	−3,05	5,4
+ 2	54,6	−2,0	38,8	−3,3	1,5
± 0	53,8	−2,27	30,0	−3,5	0,4
− 0,5	53,6	−2,5	21,4	−4,0	0

dieselbe wie früher. Auch hier sind die Abszissen die Potentiale, die Ordinaten die dazu gehörigen Elektrometerausschläge. Die Resul-

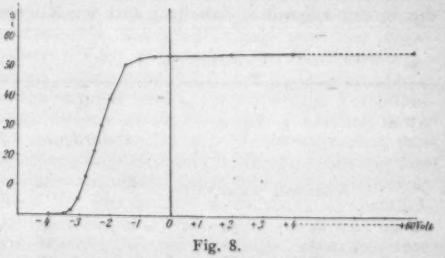

Fig. 8.

tate beziehen sich auf Elektronen, die an Ruß durch Licht zwischen den Wellenlängen $\lambda = 260\,\mu\mu$ und $\lambda = 200\,\mu\mu$ etwa erzeugt sind. Man sieht, daß Geschwindigkeiten kleiner als 1,0 Volt in sehr geringem Maße vorkommen und daß die Hauptmenge der Elektronen mit Geschwindigkeiten zwischen 1,5 und 3,5 Volt die Platte A verlassen. Daß die Geschwindigkeitsgrenzen bei höheren Potentialen liegen als die früher für Platin gefundenen, ist in voller Übereinstimmung mit der von dem einen von uns ausgesprochenen und für Platin, Kupfer und Zink bestätigten Vermutung[1]), daß einem Körper ein um so größerer Wert der Anfangsgeschwindigkeit der ausgelösten Elektronen zukommt, je mehr elektronegativ derselbe ist. Daß die Sättigungskurve der Fig. 8 nicht so gut ist, wie die der Fig. 6, hat vor allem in der ungeheuren Schwierigkeit seinen Grund, das notwendige Vakuum zu erreichen. Bei diesen Versuchen kommt es in noch viel weitgehenderem Maße auf die Güte des Vakuums an, als bei den Versuchen mit Hilfsfeld. Denn dieses saugt gleichsam die steckenbleibenden Elektronen an, wirkt also geradeso, wie eine Verbesserung des Vakuums. Erst nach vielstündigem Kühlen der Kohle mit flüssiger Luft wurden die vorliegenden Resultate (s. Fig. 8) erhalten. Es ist übrigens auch möglich, daß die schräg aus der Platte A austretenden Elektronen nicht die volle Geschwindigkeit besitzen.

Die Kurven, die der wahren Geschwindig-

1) l. c.

keitsverteilung entsprechen, werden also noch extremer sein, d. h. der Geschwindigkeitsbereich der durch Licht zwischen den Wellenlängen $\lambda = 260$ und $\lambda = 200\ \mu\mu$ an Ruß ausgelösten Elektronen ist noch kleiner, als der hier gefundene. Wir haben nun weiter versucht, diese Kurven für spektral zerlegtes Licht aufzunehmen. Da die Energie, die wir durch die verschiedenen Diaphragmen (s. Fig. 7) auf die Platte A werfen konnten, ebenso wie die Größe des lichtelektrischen Effektes an Ruß recht gering war, so haben wir mit sehr breitem Spalt am Spektrometer arbeiten müssen und infolgedessen sind die in der folgenden Tabelle 4 und den Kurven

Tabelle 4.

I			II	
$\lambda = 248\ \mu\mu$			$\lambda = 220\ \mu\mu$	
V	α beobachtet	α reduziert[1])	V	α
0	42	30	0	30
−1	42	30	−1	30
−1,3	38,7	27,6	−1,5	30
−1,5	35,1	25	−1,8	30
−2,0	23,7	16,9	−2,0	28,5
−2,5	9	6,42	−2,5	18,5
−2,8	0	0	−3,0	6,9
			−3,5	2,1
			−3,8	0

der Fig. 9 mitgeteilten Resultate bei zwei Wellenlängengebieten angestellt, welche so groß

1) Reduziert auf dieselbe Maximalenergie wie bei $\lambda = 220\ \mu\mu$.

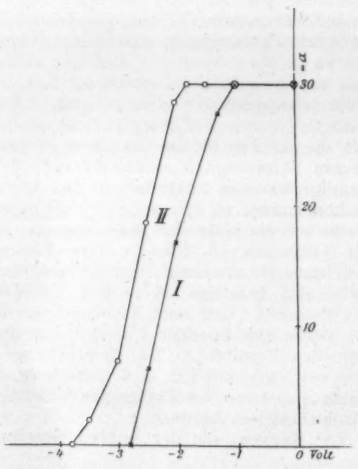

Fig. 9.

sind, daß sie nicht nur zusammenstoßen, sondern sogar übe einander greifen[1]).

Daher ist der Abfall in den beiden Kurven, von denen I etwa bei der Wellenlänge 240, II bei 210 $\mu\mu$ aufgenommen ist, nicht so steil, wie er sein würde, falls homogenere Strahlen benutzt worden wären. Aber auf jeden Fall folgt auch aus diesen Kurven, daß den beiden wirkenden Wellenlängenbereichen zwei Geschwindigkeitsbereiche entsprechen, und es läßt sich wohl mit Sicherheit annehmen, daß jeder wirkenden Wellenlänge eine einzige Geschwindigkeit resp. ein kleiner Geschwindigkeitsbereich entspricht, der etwa nach dem Maxwellschen Verteilungsgesetz sich um eine Hauptgeschwindigkeit verteilt.

Der lichtelektrische Effekt ist also ein reines Resonanzphänomen; durch Licht bestimmter Periode werden die Elektronen zum Mitschwingen angeregt, deren Eigenperiode mit der Periode des erregenden Lichtes übereinstimmt; diese Elektronen verlassen dann die bestrahlte Metallplatte mit einer Geschwindigkeit, welche in einer einfachen Beziehung zu ihrer Schwingungszahl steht. Je größer die letztere, desto größer auch die Geschwindigkeit.

1) Versuche mit größerer Energie und engerem Spektralbezirk sind im Berliner physikalischen Institut in Vorbereitung.

(Eingegangen 14. Oktober 1908.)

Max Planck (Berlin-Grunewald), Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und Reaktion in der allgemeinen Dynamik.

Das Newtonsche Prinzip der Gleichheit von Aktion und Reaktion hat bekanntlich zum eigentlichen Inhalt den Satz der Konstanz der Bewegungsgröße oder des Bewegungsimpulses; ich möchte daher von jenem Prinzip auch nur im Sinne dieses Satzes reden, und zwar in seiner Bedeutung für die allgemeine Dynamik, welche nicht nur die Mechanik im engeren Sinne, sondern auch die Elektrodynamik und die Thermodynamik umfaßt.

Vielen von uns ist wohl noch in Erinnerung das Aufsehen, das es erregte, als H. A. Lorentz bei seinem Aufbau der atomistischen Elektrodynamik auf der Grundlage des ruhenden Äthers dem dritten Newtonschen Axiom die Allgemeingültigkeit absprach, und es konnte nicht fehlen, daß dieser Umstand, so z. B. von seiten H. Poincarés, als ein schwerwiegender Einwand gegen die Lorentzsche Theorie geltend gemacht wurde. Eine Art Beruhigung trat erst wieder ein, als sich zeigte, besonders durch die Untersuchungen von M. Abraham, daß das Reaktionsprinzip doch noch zu retten ist, und zwar in seiner vollen Allgemeinheit,

falls man nur außer der bisher allein bekannten mechanischen Bewegungsgröße noch eine neue Bewegungsgröße, die elektromagnetische, einführt. Abraham hat das noch näher dadurch plausibel gemacht, daß er die Erhaltung der Bewegungsgröße in Vergleich brachte mit der Erhaltung der Energie. Ebenso, wie das Energieprinzip verletzt wird, wenn man auf die elektromagnetische Energie keine Rücksicht nimmt, und erfüllt wird, wenn man diese Energieart einführt, so wird das Reaktionsprinzip verletzt, wenn man allein die mechanische Bewegungsgröße betrachtet, dagegen erfüllt, sobald man noch die elektromagnetische Bewegungsgröße berücksichtigt.

Indessen läßt dieser an sich gewiß unanfechtbare Vergleich doch noch einen wesentlichen Unterschied unberührt. Denn bei der Energie kennen wir ohnehin schon eine ganze Reihe verschiedener Arten: die kinetische Energie, die Gravitation, die elastische Deformationsenergie, die Wärme, die chemische Energie, und es bedeutet daher keine prinzipielle Neuerung, wenn man diesen verschiedenen Formen als eine weitere Form noch die elektromagnetische Energie angliedert. Dagegen bei der Bewegungsgröße kannte man bisher nur eine einzige: eben die mechanische. Während die Energie von vornherein schon einen universellen physikalischen Begriff darstellt, war die Bewegungsgröße bisher speziell ein mechanischer Begriff, das Reaktionsprinzip ein speziell mechanischer Satz, und daher mußte die als notwendig erkannte Erweiterung immerhin auch als eine Umwälzung prinzipieller Art empfunden werden, durch welche der bisher verhältnismäßig einfache und einheitliche Begriff der Bewegungsgröße einen erheblich komplizierteren Charakter erhält.

Ist es nun nicht möglich, auch vom Standpunkt der allgemeinen Dynamik aus die Definition der Bewegungsgröße, trotzdem sie jetzt sowohl die mechanische als auch die elektromagnetische Form umfaßt, dennoch ebenso einheitlich zu gestalten, wie das früher in der Mechanik geschah? Eine Bejahung dieser Frage würde jedenfalls auch zu einem Fortschritt in der Erkenntnis der eigentlichen Bedeutung des Reaktionsprinzips führen.

In der Tat scheint eine solche einheitliche Definition der Bewegungsgröße möglich und durchführbar zu sein, wenigstens wenn man zugleich die Einsteinsche Theorie der Relativität gelten läßt [1]). Nun muß allerdings hervorgehoben werden, daß diese Theorie heutzutage noch keineswegs als gesichert anzusehen ist. Allein da ihre Abweichungen von den übrigen in Betracht kommenden Theorien sich nur auf äußerst kleine Glieder beschränken, so wird man jedenfalls sagen dürfen, daß sie eben bis auf jene Abweichungen als richtig gelten kann, und insofern behalten also die folgenden Betrachtungen unter allen Umständen eine gewisse Bedeutung.

In der Relativitätstheorie läßt sich nun die Bewegungsgröße ganz allgemein auf denjenigen Vektor zurückführen, welcher die Energieströmung ausdrückt, aber nicht allein die Poyntingsche elektromagnetische Energieströmung, sondern die Energieströmung ganz im allgemeinen. Vom Standpunkt der Nahewirkungstheorie aus betrachtet kann ja eine jede Energieart nur durch kontinuierliche Fortpflanzung, nicht durch sprungweise Änderung ihren Ort im Raum verändern. Daher erfordert das Energieprinzip allgemein, daß die Änderung der gesamten in einem Raum befindlichen Energie gleich ist einem Oberflächenintegral, nämlich der algebraischen Summe der im ganzen durch die Oberfläche des Raumes einströmenden Energie. Die Strömung kann erfolgen durch Strahlung, wie beim Poyntingschen Vektor, durch Leitung, wie beim Druck oder Stoß und bei der Wärmeleitung, und durch Konvektion, wie beim Eintritt von ponderablen Atomen oder Elektronen durch die betrachtete Oberfläche. In jedem Falle ist die gesamte Energieströmung an jeder Stelle des Raumes, auf die Flächen- und Zeiteinheit bezogen, ein bestimmter endlicher Vektor, und der Quotient dieses Vektors durch das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit c ist ganz allgemein die auf die Volumeneinheit bezogene Bewegungsgröße.

Nehmen wir als Beispiel eine mit der Geschwindigkeit q bewegte ponderable Flüssigkeit unter dem Drucke p. Durch ein Flächenelement df einer ruhenden normal zu q gerichteten Ebene strömt in der Zeit dt Energie durch Leitung und durch Konvektion. Die geleitete Energie ist die mechanische Arbeit: $p \cdot df \cdot q\,dt$. Die mitgeführte Energie ist: $df \cdot \varepsilon \cdot q\,dt$, wobei ε die Energiedichte bezeichnet. Folglich ist nach der Definition die Bewegungsgröße der Volumeneinheit:

$$\frac{(\varepsilon + p)\,q}{c^2}.$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit der gewöhnlichen mechanischen Bewegungsgröße kq, wo k die Dichtigkeit der Flüssigkeit bedeutet, so findet man:

$$k = \frac{\varepsilon + p}{c^2},$$

eine bekannte Beziehung der Relativitätstheorie [1]).

1) Vgl. insbesondere F. Hasenöhrl (Sitzungsbericht d. Akad. d. Wiss. zu Wien vom 31. Oktober 1907, S. 1400), der zwar nicht direkt von der Relativitätstheorie ausgeht, aber doch, soweit ich sehe, zu ganz den nämlichen Resultaten gelangt wie diese.

1) Vgl. z. B. M. Planck, Ann. d. Phys. (4) **25**, 27, 1908. Gleichung (48).

Von dem geschilderten Standpunkte aus kann das Prinzip der Gleichheit von Aktion und Reaktion ganz allgemein als der „Trägheitssatz der Energie" bezeichnet werden.

Wir können aber noch einen Schritt weitergehen. Wie die Konstanz der Energie den Begriff der Energieströmung, so zieht notwendig auch die Konstanz der Bewegungsgröße den Begriff der „Strömung der Bewegungsgröße", oder kürzer gesprochen: der „Impulsströmung" nach sich. Denn die in einem bestimmten Raum befindliche Bewegungsgröße kann sich nur durch äußere Wirkungen, also nach der Theorie der Nahewirkung nur durch Vorgänge an der Oberfläche des Raumes ändern, also ist der Betrag der Änderung in der Zeiteinheit ein Oberflächenintegral, welches als die gesamte Impulsströmung in das Innere des Raumes hinein bezeichnet werden kann. Ein wesentlicher Unterschied aber gegenüber der Energieströmung liegt darin, daß die Energie ein Skalar, die Bewegungsgröße dagegen ein Vektor ist. Daher wird die in einen Raum einströmende Energie durch ein einziges Oberflächenintegral ausgedrückt, und die Energieströmung ist ein Vektor. Dagegen wird die in einen Raum einströmende Bewegungsgröße durch drei Oberflächenintegrale ausgedrückt, entsprechend den drei Komponenten der Bewegungsgröße, und die Impulsströmung an einem Orte ist ein Tensortripel, in der Bezeichnungsweise von W. Voigt[1]), charakterisiert durch sechs Komponenten.

Um eine Vorstellung von der Bedeutung dieses Tensortripels zu gewinnen, betrachten wir zuerst die mechanische Bewegungsgröße und die ihr entsprechende mechanische Impulsströmung. Der gesamte Impulsstrom in das Innere eines Raumes hinein, also die Zunahme der im Innern befindlichen Bewegungsgröße pro Zeiteinheit, ist gleich der resultierenden mechanischen Kraft, welche auf die gesamte in dem Raume befindliche Masse wirkt. Folglich ist die Impulsströmung durch ein Oberflächenelement nichts anderes als der mechanische Druck auf das Oberflächenelement, und die Komponenten desselben von der Form:

$$X_n = X_x \cos(nx) + X_y \cos(ny) + X_z \cos(nz)$$
$$Y_n = Y_x \cos(nx) + Y_y \cos(ny) + Y_z \cos(nz)$$
$$Z_n = Z_x \cos(nx) + Z_y \cos(ny) + Z_z \cos(nz),$$

wenn n die innere Normale des Oberflächenelementes bezeichnet. X_x, Y_y, Z_z, $X_y = Y_x$, $Y_z = Z_y$, $Z_x = X_z$ sind die sechs Komponenten des Tensortripels, welches den Impulsstrom darstellt.

Ganz ebenso verhält es sich mit der elektromagnetischen Impulsströmung im Vakuum. Die Komponenten dieses Tensortripels sind nichts anderes als die bekannten Maxwellschen Spannungen. Ihre Integration über eine geschlossene Oberfläche liefert den gesamten Impulsstrom in das Innere und somit die Zunahme der im eingeschlossenen Raume enthaltenen gesamten mechanischen und elektromagnetischen Bewegungsgröße. Es ist bemerkenswert, wie durch diesen Satz die Maxwellschen Spannungen auch für die Theorie des ruhenden Äthers eine physikalische Bedeutung gewinnen. Denn als Druckkraft haben diese Spannungen in dieser Theorie keinen rechten Sinn, da man doch einer Kraft, die auf etwas absolut Unbewegliches wirkt, nicht wohl eine Bedeutung beimessen kann[1]). Daß die Maxwellschen Spannungen sich dennoch, trotzdem sie sozusagen offiziell abgeschafft waren, in der Theorie des ruhenden Äthers behauptet haben, indem sie sich eben für gewisse Rechnungen häufig als bequemes mathematisches Hilfsmittel erwiesen, konnte schon den Gedanken nahelegen, daß ihnen doch irgendeine besondere physikalische Rolle zufällt, durch die sie auch für den ruhenden Äther legitimiert werden.

Es liegt nahe, den Begriff der Impulsströmung auch auf das Gravitationsfeld zu übertragen, wobei sich, abgesehen von dem fatalen Vorzeichen, eine bemerkenswerte Anzahl von Analogien ergeben; doch würde eine nähere Erörterung dieses Problems hier zu weit führen.

Diskussion.

Minkowski: Die Sätze über die Bewegungsgröße sind meiner Ansicht nach unmittelbar aus dem Energiesatze zu gewinnen. Nämlich der Energiesatz hängt in der Lorentzschen Theorie von dem Bezugssystem für Raum und Zeit ab. Schreibt man den Energiesatz für jedes mögliche Bezugssystem auf, so hat man mehrere Gleichungen, und in diesen sind die Sätze über die Bewegungsgröße mit enthalten.

Planck: Gewiß. Aber ich betrachte die Unabhängigkeit vom Bezugssystem nicht als ein festes physikalisches Ergebnis, sondern mehr als eine Hypothese, die ich allerdings für aussichtsreich halte, aber noch keineswegs für erwiesen. Es ist eben noch zu prüfen, ob diese Beziehungen auch wirklich in der Natur vorhanden sind. Das können wir nur auf experimentellem Wege erfahren, und hoffentlich ist die Zeit nicht mehr fern, wo wir es erfahren.

1) Vgl. M. Abraham, Enzyklopädie d. math. Wiss. IV, 14, S. 28.

1) Vgl. H. A. Lorentz, Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen, S. 28. Leiden 1895.

(Eingegangen 9. Oktober 1908.)

O. v. Baeyer (Charlottenburg), Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Bei der Bestimmung von Wellenlängendifferenzen mittels der Interferenzen an planparallelen Platten hat man sich bisher einer angenäherten Theorie[1]) bedient, bei der die Dispersion der benutzten planparallelen Platte vernachlässigt wird. Während in der Theorie des Stufengitters, die von Michelson[2]) abgeleitet wurde, dieser Punkt Berücksichtigung gefunden hat, ist dies für die Interferenzen an planparallelen Platten bisher noch nicht geschehen. Nun ist bei den planparallelen Luftplatten die Dispersion naturgemäß bedeutungslos. Auch bei den älteren ungenauen planparallelen Glasplatten ist die Vernachlässigung der Dispersion[3]) zulässig, bei den neueren guten Platten und insbesondere bei der Anwendung von Interferenzpunkten aber keineswegs. Die Berücksichtigung der Dispersion hat also eine praktische Bedeutung und deshalb soll im folgenden der Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied abgeleitet, das Ergebnis auf einige praktische Fälle angewendet werden.

Der Gangunterschied γ der von einer planparallelen Platte erzeugten interferierenden Strahlenbündel ist bekanntlich:

$$\gamma = 2dn\cos r = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i},$$

wo

d die Dicke des Glasstreifens,
n der Brechungsexponent,
r der Winkel der Strahlen innerhalb der Platte mit der Plattennormale,
i der Austrittswinkel der Strahlen.

Die Ordnungszahl q eines Interferenzstreifens ist dann

$$q = \frac{\gamma}{\lambda},$$

wo λ die Wellenlänge der interferierenden Strahlen ist.

Daher ist

$$q\lambda = 2dn\cos r = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

oder

$$q^2\lambda^2 = 4d^2n^2 - 4d^2\sin i^2. \qquad (1)$$

Setzt man in (1) für q: $q+1$ ein und subtrahiert davon Gleichung 1, so ergibt sich (da 1 klein gegen q):

$$2q\lambda^2 = -4d^2(\sin^2 i_1 - \sin^2 i) = 2\gamma\lambda, \qquad (2)$$

wo i_1 der zur Ordnung $q+1$ gehörige Austrittswinkel ist.

Läßt man andererseits in Gleichung (1) q konstant und setzt für λ: $\lambda + \Delta\lambda$ ein und subtrahiert davon Gleichung (1), so ergibt sich (wenn $\Delta\lambda$ eine gegenüber λ kleine Wellenlängendifferenz):

$$\left.\begin{aligned} 2q^2\lambda\Delta\lambda = 4d^2(n^2_{\lambda+\Delta\lambda} - n^2_\lambda) \\ - 4d^2(\sin^2 i_0 - \sin^2 i) \end{aligned}\right| . \qquad (3)$$

Für $n^2_{\lambda+\Delta\lambda} - n^2_\lambda$ kann man bei den sehr kleinen Wellenlängendifferenzen $\Delta\lambda$, die hier in Betracht kommen, $2n\frac{dn}{d\lambda}\Delta\lambda$ setzen. Dann ergibt sich aus (2) und (3):

$$\Delta\lambda = \frac{\sin^2 i_0 - \sin^2 i}{\sin^2 i_1 - \sin^2 i}\cdot\frac{q\lambda^2}{q^2\lambda - 4d^2 n\frac{dn}{d\lambda}}. \qquad (4)$$

Für $i_0 = i_1$ erhält man die Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda_m$, die dem Abstand zweier Interferenzstreifen der Ordnung q und $q+1$ entspricht.

$$\Delta\lambda_m = \frac{q\lambda^2}{q^2\lambda - 4d^2\frac{dn}{d\lambda}n} = \frac{\lambda^2}{q\lambda - \frac{4d^2}{q}n\frac{dn}{d\lambda}}. \qquad (5)$$

Setzt man in Gleichung (5) $\frac{dn}{d\lambda} = 0$, so ergibt sich:

$$\Delta\lambda_m' = \frac{\lambda^2}{\lambda q} = \frac{\lambda^2}{\gamma}.$$

Dies ist die sonst angewandte vereinfachte Formel. Wie man sieht, wird durch den Einfluß der Dispersion das sogenannte Dispersionsgebiet $\Delta\lambda_m$ verkleinert $\left(\text{da } \frac{dn}{d\lambda} \text{ negativ}\right)$.

Die kleinste wahrnehmbare Wellenlängendifferenz ergibt sich aus dem Dispersionsgebiet und der Anzahl (p) der interferierenden Strahlenbündel. Es ist nämlich

$$\Delta\lambda_{\min} = \frac{\Delta\lambda_m}{p},$$

wobei allerdings vorausgesetzt ist, daß die p interferierenden Strahlenbündel gleiche Intensität haben. Für Interferenzen an planparallelen Platten bei streifender Inzidenz ist diese Bedingung angenähert erfüllt, so daß man in diesem Falle eine obere Grenze für die Leistungsfähigkeit des Apparates aus der obigen Gleichung erhält.

Das Auflösungsvermögen wird definiert durch die Größe

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda_{\min}} = \frac{p\lambda}{\Delta\lambda_m}.$$

Da bei Berücksichtigung der Dispersion $\Delta\lambda_m'$ etwas kleiner ausfällt, wird das Auflösungsvermögen in diesem Falle entsprechend höher sich ergeben.

Zur Berechnung von Wellenlängendifferenzen aus den gemessenen Winkeldifferenzen ergibt sich aus Gleichung (5) und (4) folgende Gleichung:

$$\Delta\lambda = \frac{\sin^2 i_0 - \sin^2 i}{\sin^2 i_1 - \sin^2 i}\Delta\lambda_m.$$

1) O. Lummer u. E. Gehrcke, Theorie und Leistungsfähigkeit der Dispersionsapparate hoher Auflösungskraft. Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanst. **4**, Heft 1.

2) A. A. Michelson, Astrophys. Journ. **8**, 36—47, 1898.

3) Ch. Fabry u. A. Perot, Ann. de chim. et phys. (7) **16**, 115, 1899.

Nach einfacher Umformung läßt sich diese Gleichung schreiben:

$$\Delta\lambda = \frac{\sin(\Delta i + 2i)\sin\Delta i}{\sin(\Delta i_m + 2i)\sin\Delta i_m}\,\Delta\lambda_m.$$

$\Delta i = i_0 - i$, wo $\Delta i_m = i_1 - i$ gesetzt ist.

Aus dieser Gleichung folgt, daß für nicht zu große Δi und Δi_m bei $i = 45^0$ die Wellenlängendifferenzen angenähert proportional den Winkeldifferenzen sind. Bei senkrechter Inzidenz ($i = 0$) und streifender Inzidenz ($i = 90^0$) verhalten sich dagegen die Wellenlängendifferenzen wie die Quadrate der Winkeldifferenzen.

Für die Berechnung von Wellenlängendifferenzen muß man also außer $\Delta\lambda_m$ den zu jeder Winkeldifferenz $i_0 - i$ gehörigen Wert des Quotienten:

$$\frac{\sin^2 i_0 - \sin^2 i}{\sin^2 i_1 - \sin^2 i}$$

kennen. Diese Berechnung läßt sich auf folgende Weise ausführen.

Aus der Ausmessung der Interferenzstreifen der Wellenlänge λ ergeben sich die Winkeldifferenzen für die Gangunterschiedsdifferenzen λ, 2λ, 3λ ...

In den am Schlusse folgenden Tabellen sind die mittels der Methode der Interferenzpunkte nach den neuen Formeln gewonnenen Resultate zusammengestellt und außerdem die früheren Resultate[1,2]) und die Ergebnisse von Janicki[3]) zum Vergleich angeführt.

Die hier zur Umrechnung verwandten Resultate der Messungen von E. Gehrcke und O. v. Baeyer[1]) und von O. v. Baeyer[2]) sind erhalten mittels folgender planparallelen Platten.

1. Platte C von Zeiß (Jena) gekreuzt mit Platte B und D. Dicke 5,035 mm, Länge 20 cm.

2. Platte von Hilger (London) gekreuzt mit Platte D. Dicke 9,71 mm, Länge 30 cm.

Die für die Umrechnung nötigen Konstanten der Platten von Zeiß und Hilger hat mir Herr Dr. L. Janicki in freundlicher Weise zur Verfügung gestellt; ich möchte nicht verfehlen, an dieser Stelle meinen besten Dank dafür auszusprechen.

Die für einige Wellenlängen nach der Hartmannschen Dispersionsformel berechneten Werte für $\frac{dn}{d\lambda}$ und $\Delta\lambda$ sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

λ Å.-E.		5790	5769	5461	5086	4800	4722	4678	4359	4348	4078	4047
$-\frac{dn}{d\lambda}10^7$	Zeißplatte	47,0	47,0	54,1	64,9	75,6	79,0	80,9	97,9	98,6	117,7	120,3
	Hilgerpl.	77,0	77,8	92,0	—	—	141,9	—	194,1	195,9	248,1	254,9
$\Delta\lambda_m$ Å.-E.	Zeißplatte	0,284	0,282	0,251	0,216$_5$	0,192	0,185	0,182	0,156$_4$	0,155$_5$	0,1356	0,1334
	Hilgerplatte	0,135	0,134	0,119	—	—	0,0868	—	0,0724	0,0721	0,0620	0,0609

Durch Interpolation (z. B. graphisch) kann man auch die einer anderen Winkeldifferenz $i_0 - i$ zugehörige Gangunterschiedsdifferenz $\alpha\lambda$ bestimmen.

Aus Gleichung (4) folgt nun

$$2\gamma\lambda = -(\sin^2 i_1 - \sin^2 i)\,4d^2$$

daher

$$2\gamma\alpha\lambda = -(\sin^2 i_0 - \sin^2 i)\,4d^2,$$

$$\alpha = \frac{\sin^2 i_1 - \sin^2 i}{\sin^2 i_0 - \sin^2 i}.$$

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich, daß die nach der vereinfachten Theorie berechneten Wellenlängendifferenzen etwas zu groß ausfallen müssen. Tatsächlich zeigen alle Zahlen für Wellenlängendifferenzen, die nach der vereinfachten Formel gewonnen wurden, diese Tendenz gegenüber den Resultaten anderer Beobachter, die mit Stufengitter gearbeitet haben. Auf diese allerdings teilweise an der Fehlergrenze der Beobachtungen liegende Abweichung haben E. Gehrcke und Verfasser[1]) schon in einer früheren Arbeit hingewiesen und auch schon die Möglichkeit eines systematischen Fehlers erwähnt.

Die Zusammenstellung der Resultate in der folgenden Tabelle zeigt, daß durch die Berücksichtigung der Dispersion die Übereinstimmung der Resultate eine vorzügliche geworden ist. Besonders gilt dies von den mit der vortrefflichen Hilgerplatte und dem Stufengitter gewonnenen Zahlen. Bei einzelnen Linien, wie 4359 und 5461, treten scheinbar etwas größere Abweichungen auf. Bei diesen Linien sind die Hauptlinien stark verbreitert, wodurch eine Unsicherheit in der Bestimmung des Schwerpunktes der Hauptlinien eintritt. Daß tatsächlich die Lage der Trabanten bei den einzelnen Beobachtern ebensogut übereinstimmt wie bei den anderen untersuchten Linien, erkennt man, wenn man die Hauptlinien bei den einzelnen Messungen entsprechend verschoben annimmt. So sind bei der Linie 4359 die Abweichungen der Zahlen von Janicki und v. Baeyer im Mittel = 0,005 Å.-E., während durch Verschiebung der Hauptlinie in den beiden Messungen um 0,005 Å.-E. die mittlere Abweichung nur mehr 0,002 Å.-E. beträgt. Die Abweichungen der zueinander ge-

1) E. Gehrcke u. O. v. Baeyer, Ann. d. Phys. (4) **20**, 282, 1906.

2) O. v. Baeyer, Verh. d. Deutsch Phys. Ges. **9**, 88, 1907.

3) L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) **19**, 36–79, 1906.

Quecksilberspektrum.

Ångströmeinheiten.

λ	E. Gehrcke und O. v. Baeyer				Janicki	O. v. Baeyer	
	Platte *C* und *B*	Platte *C* und *D*	Platte *C* und *B*	Platte *C* und *D*	Stufengitter	Hilgerplatte und Platte *D*	
	alte Werte		neue Werte			neue Werte	alte Werte
4047	−0,111	−0,113	−0,101	−0,104	−0,111	−0,111	−0,126
	−0,053	−0,049	−0,048	−0,045	−0,051	−0,053	−0,059
	+0,077	+0,077	+0,071	+0,071	+0,067	+0,066	+0,075
	+0,143	+0,138	+0,131	+0,127	—	+0,126	+0,143
4078	−0,086	−0,077	−0,079	−0,071	−0,076	−0,076	−0,086
	−0,049	−0,044	−0,045	−0,041	−0,046	−0,047	−0,053
	—	—	—	—	+0,032	+0,033	+0,037
	+0,050	+0,058	+0,046	+0,053	+0,049	+0,048	+0,055
	+0,7...	+0,089	+0,7..	+0,081	+0,074	+0,073	+0,082
4348	—	−0,048	—	−0,044	−0,046	−0,049	−0,054
	—	+0,055	—	+0,051	+0,053	+0,050	+0,056
	—	+0,082	—	+0,076	+0,083	+0,080	+0,089
4359	−0,168	−0,171	−0,156	−0,159	(−0,161)	−0,159	−0,175
	(−0,112) [1]	−0,118	—	−0,109	−0,112	−0,107	−0,118
	−0,102	−0,108	−0,095	−0,100	−0,097	−0,093	−0,103
	—	—	—	—	−0,052	−0,045	−0,048
	—	−0,017	—	−0,016	−0,023	−0,017	−0,018
	—	—	—	—	—	+0,019	+0,021
	—	+0,027	—	+0,025	+0,020	+0,028	+0,030
	+0,045	+0,051	+0,044	+0,047	+0,043	+0,044	+0,049
	+0,118	+0,121	+0,109	+0,113	+0,105	+0,114	+0,126
	+0,203	+0,202	+0,189	+0,188	(+0,121 [2])	+0,185	+0,204
5461	−0,242	−0,241	−0,231	−0,229	−0,232	−0,237	−0,250
	−0,111	−0,103	−0,106	−0,098	−0,099	−0,101	−0,107
	−0,071	−0,055	−0,068	−0,052	−0,066	−0,068	−0,072
	—	—	—	—	—	−0,049	−0,051
	—	—	—	—	—	−0 024	−0,025
	+0,088	+0,093	+0,084	+0,088	+0,088	+0,082	+0,087
	+0,137	+0,140	+0,132	+0,134	+0,133	+0,125	+0,132
	—	+2,...	—	+2,...	—	+0,211	+0,222
5769	—	—	—	—	−0,113	—	—
	—	−0,056	—	−0,054	−0,050	−0,048	−0,050
	—	+0,047	—	+0,045	+0,046	+0,044	+0,046
	—	—	—	—	+0,087	—	—
	—	—	—	—	+0,120	—	—
5790	—	—	—	—	−0,251	—	—
	—	−0,202	—	−0,193	−0,187	−0,18..	−0,19..
	—	−0,128	—	−0,122	−0,119	−0,122	−0,127
	—	—	—	—	+0,084	—	—
	—	+0,143	—	+0,136	+0,132	+0,133	+0,139
	—	—	—	—	+0,168	—	—
	—	+0,241	—	+0,230	+0,230	+0,228	+0,237

1) Der Wert −0,112 bei E. Gehrcke und O. v. Baeyer ist durch einen Rechenfehler bedingt.
2) Der Wert +0,121 ist irrtümlich. Wenn man richtig zuordnet, ergibt sich −0,161.

Kadmiumspektrum.

Ångströmeinheiten.

λ	E. Gehrcke u. O. v. Baeyer Platte *C* und *D*		Janicki Stufengitter
	alte Werte	neue Werte	
4678	−0,058	−0,055	−0,056
	+0,037	+0,035	+0,030
4800	− 0,088	−0,083	−0,080
	−0,041	−0,038	−0,034
	+0,067	+0,063	+0,059
5086	+0,085	+0,081	+0,076
	—	—	−0,026

Wismutspektrum.

Ångströmeinheiten.

λ	E. Gehrcke und O. v. Baeyer Platte *C* und *D*		O. v. Baeyer Hilgerplatte und Platte *D*	
	alte Werte	neue Werte	neue Werte	alte Werte
4722	+0,066	+0,057	+0,058	+0,063
	+0,112	+0,104	+0,100	+0,108
	+0,261	+0,242	+0,242	+0,263
	+0,307	+0,289	+0,283	+0,307
	+0,336	+0,316	+0,318	+0,345

hörigen Zahlen sind hier im allgemeinen kleiner als die kleinsten auflösbaren Wellenlängendifferenzen. Es folgt daraus, daß die Intensitätsverteilung in den verschiedenen Apparaten fast vollkommen der von der Theorie geforderten entsprechen muß.

(Eingegangen 12. Oktober 1908.)

Diskussion.

Gans (Tübingen): Ich möchte eine Bemerkung zu den absoluten Messungen des Zeeman-Effektes der Herren v. Baeyer und Gehrcke und ihrem Verhältnis zu den übrigen neueren Bestimmungen dieser Größe machen.

Die magnetische Aufspaltung wurde mit großer Genauigkeit von Weiß und Cotton nach absolutem Maße an drei Zinklinien gemessen[1]). Andrerseits wurden im Tübinger physikalischen Institut auf Veranlassung von Prof. Paschen[2]) magnetische Aufspaltungen an Zink- und Quecksilberlinien nach anderen optischen und magnetischen Methoden von Frl. Stettenheimer[3]) und Herrn Gmelin[4]) bestimmt. Die im Tübinger Institut gefundenen Werte wichen von denen der Herren Weiß und Cotton um 1,3 Proz. ab.

Nachdem die magnetischen Meßmethoden verbessert worden waren, wiederholte Herr Gmelin[4]) die Bestimmungen, und es ergab sich ein Resultat, das nur um einige Promille von dem der Herren Weiß und Cotton differierte, so daß wohl sicher die absolute Aufspaltung einer Linie jetzt auf 0,5 Proz. festliegt.

Dagegen waren die Werte, die von den Herren v. Baeyer und Gehrcke[5]) ermittelt waren, um — ich glaube — 5 Proz. größer als die Gmelinschen und Stettenheimerschen Zahlen.

Da es nun für die Elektronentheorie und für die Feststellung der Gesetzmäßigkeiten der magnetischen Aufspaltung von Wichtigkeit ist, den Zeeman-Effekt einer Linie möglichst genau nach absolutem Maße festzulegen, auf die dann sämtliche anderen Linien infolge der bereits vorliegenden relativen Messungen bezogen sind, so ist es sehr erfreulich, daß durch die Auffindung des Fehlers in den Berechnungen der Herren v. Baeyer und Gehrcke eine Korrektur an ihren Zahlenwerten eintritt, die ihre Resultate den übrigen wesentlich näher rückt. Denn nach der von Hrn. v. Baeyer gegebenen Korrektion im Violetten zu schätzen, ist es nicht unmöglich, daß die im Gelben erforderliche Korrektur 5 Proz. ausmacht.

v. Baeyer: Ich möchte nur bemerken, daß das zutrifft; für die gelben Quecksilberlinien sind unsere alten Werte von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ um etwa 5 Proz. zu verkleinern.

1) P. Weiß und A. Cotton, Journal de physique, Juin 1907.

2) F. Paschen, diese Zeitschr. **8**, 522, 1907.

3) A. Stettenheimer, Tübinger Diss. 1907 und Ann. d. Phys. **24**, 384, 1907.

4) Die Messungen des Herrn Gmelin werden demnächst ausführlich veröffentlicht

5) O. v. Baeyer und E. Gehrcke, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **10**, 423, 1908.

P. Zeeman (Amsterdam), Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der Sonne. (Mit Tafel VI.)

Ich möchte eine kurze Mitteilung machen aus Anlaß von Untersuchungen, die Professor Hale in Mount Wilson Solar Observatory, Kalifornien, gemacht hat über die magnetische Spaltung der Sonnenfleckenlinien. Über diesen Gegenstand ist bisher nur sehr wenig veröffentlicht worden. Ein Aufsatz von Hale ist im Auszug in der englischen Zeitschrift „Nature" Nr. 2025 mitgeteilt, und in derselben Nummer von „Nature" befindet sich eine Notiz von mir, worin ich auf Wunsch von Prof. Hale meine Meinung sage über einige photographische Aufnahmen, die er mir zugesandt hatte, und die sich auf das Spektrum der Sonnenflecken beziehen.

Vor einiger Zeit hat Hale überaus schöne Photographien erhalten (Contributions Mount Wilson Observatory Nr. 26), welche die Existenz von Wirbelbewegungen in der Umgebung der Sonnenflecke beweisen und er hat die Vermutung ausgesprochen, daß in diesen Wirbeln elektrische Ströme mit herumkreisen. Ein System solcher Ströme würde dann ein magnetisches Feld verursachen, mit Kraftlinien senkrecht zur Ebene des Wirbels. Ein Sonnenfleck in der Mitte der Sonnenscheibe würde uns demnach Licht zustrahlen parallel den Kraftlinien.

Jetzt gehen wir ins Laboratorium. Seit 1896 wissen wir, daß die Spektrallinien einer Lichtquelle im magnetischen Felde parallel den Kraftlinien Dupletts werden. Wenigstens gilt dies im einfachsten von der Lorentzschen elementaren Theorie vorausgesehenen Fall. Die Linien des Dupletts sind entgegengesetzt zirkular polarisiert. Kurz bezeichnen wir diesen Fall nach der Terminologie des Herrn Voigt als Longitudinaleffekt. Der Transversaleffekt wird beobachtet in der Richtung senkrecht zu den Kraftlinien.

Man kann bekanntlich die entgegengesetzt zirkulären Schwingungen des Dupletts mit einem Fresnelschen Rhombus in normal zueinander orientierte geradlinige verwandeln. Mit einem Nicol kann man dann entweder die eine oder die andere Linie auslöschen.

Ist das magnetische Feld nicht gleichförmig oder ist die Lichtquelle nicht homogen, so werden nur die Ränder der verbreiterten Linie die Zirkularpolarisation zeigen.

Prof. Hale hat nun nach dieser charakte-

ristischen Erscheinung gesucht bei den Doppellinien oder den verbreiterten Linien der Sonnenflecke, indem er den Fresnelschen Rhombus mit Nicol vor den Spalt seines Spektroskops brachte.

Ich möchte Ihnen schon jetzt ein paar Vergrößerungen projizieren, welche ich von der ursprünglichen Aufnahme von Hale gemacht habe.

In der Mitte des Bildes sehen Sie das Sonnenfleckenspektrum nach der Analyse mit Rhombus und Nicol. Als Vergleichsspektren befinden sich oben und unten das Penumbra- und Photosphärspektrum. Die durch einen Punkt bezeichnete Linie hat die Wellenlänge 6302,7. Es ist eine Eisenlinie. Die Distanz der beiden dunklen Linien ist fast genau 1 Ångström-Einheit.

Rechts sind die größeren Wellenlängen. Sie sehen, daß wirklich die bezeichnete Linie nach Violett dunkel ist.

Die dünnen vertikalen Linien sind atmosphärische Linien; glücklicherweise zeigt sich hier kein Effekt. Jetzt wird der Nicol gedreht zwischen 90^0 und 45^0. War die bezeichnete Linie soeben nach Violett dunkel, jetzt ist sie es nach Rot.

Hiermit ist die Zirkularpolarisation bewiesen.

Ein zweites Beispiel gibt uns die Linie 6363,1. Hier zeigen sich die Erscheinungen noch deutlicher wie soeben. Es fallen aber hier eine *Cr*- und *Fe*-Linie übereinander.

Hale hat bei sehr vielen Fleckenlinien den Effekt beobachtet, z. B. zwischen 6230 und 6241 bei 30 Linien. Es gibt aber merkwürdige Ausnahmen. Die Einzelheiten kann ich nicht erwähnen.

Die geschilderten Erscheinungen werden beobachtet, falls der Sonnenfleck sich in der Nähe der Mitte der Sonnenscheibe befindet.

Man kann noch wichtige Fragen stellen:

Wird es möglich sein, auch den Transversaleffekt, wobei die Linien linear polarisiert sind, zu beobachten? Offenbar muß dann der Fleck am Rande der Sonne sich befinden.

Wird wirklich die Polarität der Zirkularpolarisation umgekehrt, falls die Drehungsrichtung des Wirbels umgekehrt wird?

Die Antwort auf diese Fragen ist noch sehr neu, sie wird gegeben in einer Depesche von Hale, welche ich vorgestern nacht erhielt. Die Depesche lautet: Vortices rotating opposite directions show opposite polarities; spot lines near limb plane polarized.

Es ist also in den Sonnenflecken der Transversaleffekt beobachtet worden; und weiter bei Umkehrung der Rotationsrichtung des Wirbels wird das magnetische Feld der Flecken umgekehrt.

Meine Herren! Gleich nachdem ich die Negative Hales gesehen hatte und die Notiz in der „Nature" schrieb, war ich davon überzeugt, daß Prof. Hale einen durchschlagenden Beweis dafür gab, daß Sonnenflecke intensive Magnetfelder sind.

Jetzt, nachdem sich die Beweise, ich darf wohl sagen, vervielfacht haben, hoffe ich, daß Sie alle von der Realität der so überaus schönen und wichtigen Entdeckung Hales überzeugt sind.

Als ich vorgestern abend Hale eine Depesche schickte, worin ich ihm mitteilte, ich möchte der deutschen Naturforscherversammlung etwas über die magnetische Spaltung in den Sonnenflecken erzählen, erhielt ich eine zustimmende Antwort, die auch die oben mitgeteilten neuen Tatsachen enthielt.

Offenbar legt Hale, ebenso wie ich, hohen Wert darauf, daß über den Gegenstand, worüber wir handeln, berichtet wird in dem Lande, wo die große Fundamentalwahrheit gefunden ist, welche den Namen Kirchhoffs unsterblich gemacht.

(Eingegangen 23. September 1908)

Diskussion.

Kayser: Ich habe beabsichtigt, am Freitag im physikalischen Institut in Bonn einige der prachtvollen Photographien Hales aufzuhängen, welche die Wirbel zeigen. Es sind Aufnahmen, die in der roten Wasserstofflinie gemacht sind. Es wird ferner von Interesse sein, zu sagen, daß die Verdoppelung der Linie in den Sonnenflecken schon längst bekannt war. Schon vor etwas mehr als 40 Jahren ist die Beobachtung dieser doppelten Linie von Secchi und Young gemacht worden. Aber man hat sie damals anders erklärt. Man sagte, man hätte eine verbreiterte Linie vor sich, in deren Mitte noch eine helle Linie liegt. Man erklärt das so: Vor dem dunklen Sonnenfleck schwebt eine heißere Gasmasse, welche eine helle Linie aussendet, die auf der breiteren dunklen des Fleckens liegt. Jetzt kommt nun plötzlich die epochemachende Entdeckung von Hale, daß die Sonne uns den Zeeman-Effekt in großartigem Maße zeigt.

Voigt: Ist eine Schätzung der auf der Sonne wirksamen magnetischen Feldstärke ausgeführt worden?

Zeeman: Ja, sie gibt etwa 3000 Gauß.

P. Nordmeyer (Aachen), Über Funkenpotentiale bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken.

Läßt man eine elektrische Funkenentladung über zwei hintereinander geschaltete Funkenstrecken übergehen, so sollte man von vornherein annehmen, daß das hierzu nötige Funkenpotential nicht wesentlich verschieden ist von dem Potential der Summe beider Strecken. So

fand ich auch nach Vollendung meiner Messungen eine Bemerkung von Heydweiller[1]) in seiner Arbeit über „Dämpfung und Widerstand der Kondensatorfunken": „Eine Unterteilung der Funkenstrecke ist für die Verkleinerung der Dämpfung unvorteilhaft; denn ersetzt man eine Funkenstrecke von der Länge d durch andere hintereinander geschaltete von der Gesamtlänge $d_1 + d_2 + \ldots d_n = d$, so wird wahrscheinlich das Entladungspotential dadurch nicht sehr erheblich vergrößert; Messungen darüber sind mir allerdings nicht bekannt." Diese Ansicht ist aber, wie meine Messungen zeigen, durchaus nicht allgemein zutreffend, sondern gilt bei meiner Versuchsanordnung nur für einen speziellen Fall.

Die Versuchsanordnung (Fig. 1) war folgende:

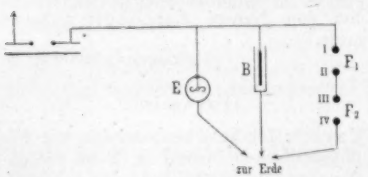

Fig. 1.

Der eine Pol einer einfachen Holtzschen Influenzmaschine, welche durch einen Elektromotor getrieben wurde, war sowohl mit der Kugel I eines Funkenmikrometers F_1, wie mit einem Heydweillerschen Elektrometer E und einer Batterie Leidener Flaschen B verbunden. Das Schutzgehäuse des Elektrometers und die äußeren Belegungen der Batterie waren zur Erde abgeleitet, ebenso der andere Pol der Influenzmaschine. Kugel II der Funkenstrecke F_1 war durch ein Drahtstück mit der einen Kugel (Kugel III) eines zweiten gleichartigen Funkenmikrometers F_2 verbunden, dessen andere Kugel (Kugel IV) geerdet war. Die Kugeln waren aus Messing und hatten einen Durchmesser von 1,5 cm. Das Heydweillersche Elektrometer[2]) war bis etwa 26000 Volt benutzbar; sein Reduktionsfaktor war durch Vergleichen mit einem geeichten Siemensschen Zeigerelektrometer mehrfach bestimmt worden. Inwieweit die von mir so bestimmten Potentialdifferenzen für einfache, sowohl unbelichtete wie mit ultraviolettem Licht bestrahlte Funkenstrecken mit denen früherer Beobachter übereinstimmen, ergibt sich aus Tabelle 1. Die Werte von Baille[3]), Paschen[4]),

1) Heydweiller, Ann. d. Phys. (4) **25**, 57, 1908.
2) Hergestellt vom Aachener Institutsmechaniker Herrn Feldhausen nach den Angaben von Heydweiller; Zeitschr. f. Instrumentenkunde **12**, 377—381, 1892.
3) Baille, Ann. d. Chim. **25**, 486, 1882.
4) Paschen, Wied. Ann. **37**, 69, 1889.

Tabelle 1.

Funkenpotentiale in Kilovolt. Atmosphärendruck.

Schlagweite	Nordmeyer	Nordmeyer	Baille	Paschen	Freyberg	Heydweiller	Orgler
mm	bestr.	unbestr.	unbestr.	unbestr	unbestr.	unbestr.	bestr.
1	4,57	4,56	4,56	4,81	4,61	4,75	4,57
2	7,93	7,91	7,97	8,30	9,10	8,23	8,20
3	11,15	11,10	11,14	11,64	11,65	11,37	11,57
4	14,35	14,45	14,22	14,77	14,20	14,40	14,65
5	17,17	17,13	16,47	17,81	16,90	17,40	17,45
6	19,87	20,26	19,57	20,56	19,40	20,10	—
7	22,44	22,48	21,80	23,03	21,75	23,50	—
8	24,71	24,96	23,82	25,45	23,90	25,05	—

Freyberg[1]) und Heydweiller[2]) sind auf einem Kugelradius von 0,75 cm interpoliert; die Zahlen von Orgler[3]) gelten für einen Radius von 1,25 cm und für ultraviolett bestrahlte Funkenstrecken. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung meiner beiden Reihen unter sich und mit den anderen Reihen eine gute. Meine mit Belichtung gewonnenen Funkenspannungen habe ich allen angestellten Berechnungen zugrunde gelegt. Die Bestrahlung wurde durch eine Quecksilberbogenlampe bewirkt; der Bogen war meist 20 cm von der Funkenstrecke entfernt.

Die Potentialmessungen wurden in der Weise ausgeführt, daß die Spannung langsam erhöht wurde, bis die Funkenentladung eintrat, und daß der Umkehrpunkt des Elektrometers abgelesen wurde. Die Motorgeschwindigkeit wurde so reguliert, daß das scheinbare Fortschreiten des Fadenkreuzes auf der Skala bequem verfolgt werden konnte. Von jeder Funkenstreckenkombination wurden eine Reihe solcher Einzelentladungen hintereinander beobachtet. Vor jeder Meßreihe wurden meist die Elektroden neu geputzt und neu eingestellt.

Bei bestrahlter Funkenstrecke war die Übereinstimmung der Einzelmessungen (meist 10) einer Meßreihe vollkommen. Bei den Messungen ohne Bestrahlung — zum größten Teil wurden sie sogar unter Ausschluß des Tageslichtes gemacht, da in manchen Fällen, wie wir sehen werden, auch eine geringe Ionisation großen Einfluß auf die Höhe der Funkenspannung haben kann — war die Übereinstimmung der Einzelbeobachtungen innerhalb einer Meßreihe nicht so gut. Es wurde daher eine große Zahl (meist bis 40) von aufeinanderfolgenden Einzelablesungen gemacht. Aus dieser Anzahl ließ sich dann ein Intervall von 10 bis 15 aufeinanderfolgenden Ablesungen herausschneiden, bei welchem die Abweichungen der Extrem-

1) Freyberg, ebenda **38**, 231, 1889.
2) Heydweiller, ebenda **40**, 464, 1890.
3) Orgler, Ann. d. Phys. (4) **1**, 159, 1900.

werte innerhalb etwa 3 Proz. Mittelwertes lagen. Nahm man ein größeres Intervall (20 bis 30), so erhielt man fast denselben Mittelwert, nur die Abweichungen der Extremwerte waren größer. Nur bei einigen ganz bestimmten Funkenstreckenkombinationen wichen die Werte einer Meßreihe beträchtlich voneinander ab, die Mittelwerte aus solchen Reihen habe ich in den Tabellen mit einem * bezeichnet. Aus den Mittelwerten von meist 3, manchmal auch 2 oder 4 oder 5 Meßreihen für jede einzelne Funkenstreckenkombination sind die Werte gebildet, welche in Tabelle 2 angegeben sind. Die Angaben dieser Tabelle habe ich in Fig. 2 durch ausgezogene Kurven dargestellt. Aus diesen ist nun ohne weiteres folgender allgemeiner Verlauf der Erscheinung zu erkennen: für jedes F_1 (von 1 bis 5 mm) steigt bei wachsendem F_2 das Funkenpotential der Kombination zunächst um einen gewissen Betrag, bleibt bei weiter wachsendem F_2 eine ganze Strecke lang in gleicher Höhe, steigt von einem gewissen Punkte stark wieder an, um dann wieder für eine Strecke das gleiche zu bleiben. Eine solche mehrfache Wiederholung der Erscheinung ließ sich natürlich nur bei kleinen F_1 (1 und 2 mm) beobachten, da ich ja nicht über 26 Kilovolt hinaus messen konnte.

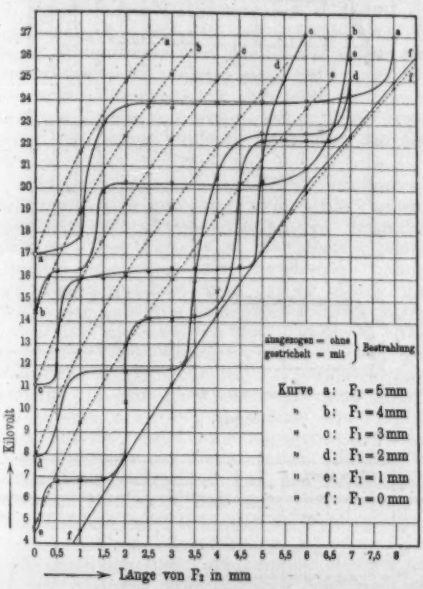

Fig. 2.

Das Funkenpotential von $F_1 + F_2$ ist also bei wachsendem F_2 und gleichbleibendem F_1 nicht von F_2, sondern von F_1 abhängig. Ich habe daher das Anwachsen des Potentials $F_1 + F_2$ in Prozent von F_1 ausgerechnet; diese Zahlen stehen in Tabelle 2 unter Δ, und zwar in Prozent von den für F_1 mit Bestrahlung gewonnenen Werten (siehe Tabelle 1). Unter „Δ-Korr." sind dieselben Zahlen auf 0 korrigiert und abgerundet angegeben; in Fig. 3 sind sie graphisch dargestellt. Hieraus sieht man, daß beim Zuschalten von F_2 das Funkenpotential von F_1 für alle Größen von F_1 um etwa 45 Proz. erhöht wird. Für $F_1 = 1$ mm beträgt die Erhöhung 50 Proz., für F_1 bis 5 mm etwa 40 Proz. Sie nimmt also ein wenig mit wachsendem F_1 ab, ist aber sonst für verschiedene F_1 ungefähr gleich. Also ist die Spannung, die zum Durchschlagen von $F_1 + F_2$ nötig ist, nur abhängig von F_1 und unabhängig von F_2, bis zu einer bestimmten Größe von F_2. Sobald die Kurve für $F_1 + F_2$ die Kurve für einfache Funken-

Tabelle 2.

Funkenpotentiale von zwei Funkenstrecken hintereinander in Kilovolt.
Ohne Bestrahlung. Drahtlänge zwischen Kugel II und III = 3 cm.

F_2 mm	$F_1 = 1$ mm [$V = 4{,}57$]	Δ Proz.	Δ Korr.	$F_1 = 2$ mm [$V = 7{,}93$]	Δ Proz	Δ Korr.	$F_1 = 3$ mm [$V = 11{,}15$]	Δ Proz.	Δ Korr.	$F_1 = 4$ mm [$V = 14{,}35$]	Δ Proz.	Δ Korr	$F_1 = 5$ mm [$V = 17{,}17$]	Δ Proz.	Δ Korr.
0,0	4,56	— 0,2	±0,0	7,91	— 0,3	±0,0	11,10	— 0,4	±0,0	14,45	+ 0,7	±0,0	17,13	— 0,2	±0,0
0,5	6,81	+ 49,0	49,0	—	—	—	* 12,70	+ 14,0	14,5	* 16,33	+14,0	13,5	—	—	—
1,0	6,84	+ 50,0	50,0	—	—	—	15,90	+ 42,6	43,0	* 16,38	+14,1	13,5	* 17,86	+ 4,0	4,0
1,5	6,90	+ 51,0	51,0	—	—	—	15,96	+ 43,1	43,5	19,86	+38,4	37,5	23,00	+34,0	34,0
2,0	* 10,37	+127,0	127,0	11,70	+ 47,5	48,0	16,11	+ 44,5	45,0	20,27	+41,2	40,5	23,76	+38,3	38,5
2,5	14,18	+210,0	210,0	—	—	—	16,27	+ 46,0	46,5	—	—	—	—	—	—
3,0	14,12	+209,0	209,0	11,88	+ 50,0	50,5	16,47	+ 47,7	48,0	20,27	+41,2	40,5	23,69	+38,0	38,0
3,5	14,29	+212,7	213,0	* 15,88	+100,2	100,5	16,44	+ 47,4	48,0	—	—	—	—	—	—
4,0	15,42	+237,5	237,5	20,68	+161,0	161,5	16,41	+ 47,2	47,5	20,51	+43,1	42,5	23,98	+40,0	40,0
4,5	* 20,27	+343,5	343,5	—	—	—	16,54	+ 48,3	48,5	—	—	—	—	—	—
5,0	22,21	+386,0	386,0	22,61	+185,0	185,5	* 21,53	+ 93,0	93,5	20,36	+42,0	41,5	24,07	+40,0	40,0
5,5	22,45	+391,2	391,5	—	—	—	* 25,00	+124,0	124,5	—	—	—	—	—	—
6,0	22,50	+392,2	392,5	22,55	+184,4	184,5	etwa 27,00	etwa	145,0	21,00	+46,3	45,5	24,04	+40,0	40,0
6,5	22,45	+391,2	391,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7,0	etwa 26,00	etwa	480,0	etwa 25,00	etwa	220,0	—	—	—	etwa 27,00	etwa	100,0	24,33	+42,0	42,0
8,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	etwa 27,00	etwa	60,00

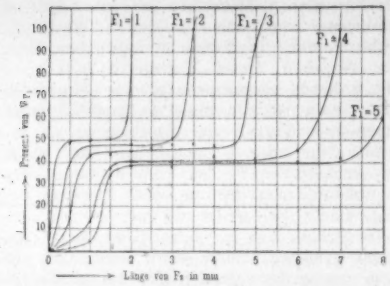

Fig. 3.

strecken ($F_1 = 0$ in Fig. 2) erreicht, biegt sie nach oben um, d. h. also: wird F_2 so groß, daß das Funkenpotential von F_2 allein größer sein würde, als das tatsächliche Funkenpotential von $F_1 + F_2$, dann steigt letzteres beträchtlich an. Es geht dann von diesem Zeitpunkte ab in ungefähr Höhe der vorigen gleich gebliebenen Spannung bei F_1 (also zwischen Kugel I und II) meist ein kleines Fünkchen (oft auch zwei) über, während die eigentliche Entladung bei einer höheren Spannung erfolgt, die mit weiter wachsendem F_2 wieder gleich bleibt, und zwar wiederum so lange, wie sie größer ist als die zum Durchschlagen von F_2 allein erforderliche Potentialdifferenz.

Die Höhenlage des horizontalen Stückes relativ zum Anfangspunkt der Kurve erwies sich nun als stark abhängig von der Kapazität, welche die Kugeln II und III nebst Verbindungsdraht besitzen. Die Messungen zur Feststellung dieser Abhängigkeit sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Auch hier habe ich wieder die Erhöhung, die das Potential $F_1 + F_2$ gegen das von F_1 zeigt, in Prozent von F_1 angegeben. In Fig. 4 sind die verschiedenen Spannungskurven für $F_1 = 3$ und $F_1 = 4$ gezeichnet, in Fig. 5 die Kurven der prozentischen Erhöhung für $F_1 = 4$ und $F_1 = 5$ mm. Zunächst wurden Kugel II und der Verbindungsdraht entfernt, so daß die beiden Funkenstrecken mit nur drei Kugeln hergestellt waren. Dies ist der Fall der kleinstmöglichen Kapazität. Bei den in Tabelle 2 angegebenen sehr ausführlich untersuchten Zahlenreihen befand sich zwischen Kugel II und III ein Drahtstück von 3 cm Länge; die Dicke des Drahtes war 1,6 mm. Bei weiteren Versuchen war der Draht 4, 21, 90 und 120 cm lang. Die Abweichungen der Werte von F_1 für $F_2 = 0$ von den in Tabelle 1 angegebenen Werten sind bei diesen Versuchen etwas größer, weil weniger Wert auf die Nullpunktseinstellung der Funkenmikrometer gelegt wurde. Die prozentische Erhöhung habe ich daher auch in Prozent des jedesmal gefundenen Wertes von F_1 für $F_2 = 0$

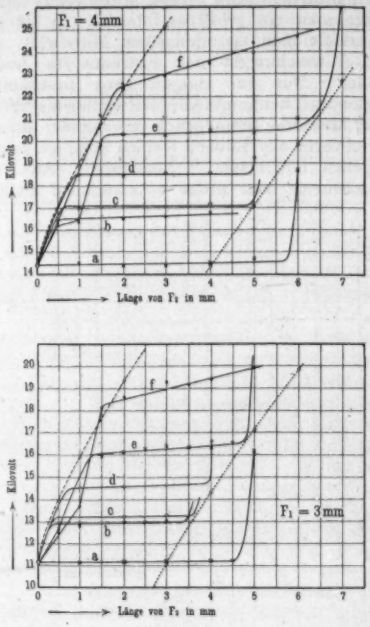

Fig. 4.

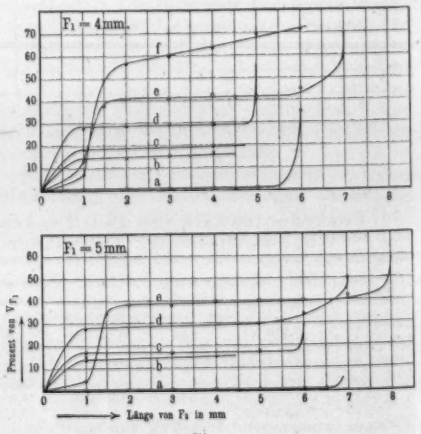

Fig. 5.

ausgerechnet. Überhaupt habe ich mich bei diesen Versuchsreihen mehr auf Stichproben beschränkt. Endlich wurde noch eine Versuchsreihe vollständig durchgeführt, bei der zwischen Kugel II und Kugel III mit dem Drahtstück

noch die innere Belegung einer kleinen Leidener Flasche (0,00131 MF) verbunden war, deren äußere Belegung geerdet war.

Der absolute Abstand von Kugel I zu Kugel IV hat vielleicht nur bei geringer Größe (unter 2 bis 3 cm) Einfluß auf den Verlauf der Kurven. Bei größerem Abstande ist ein solcher Einfluß sicher nicht vorhanden, wie aus Tabelle 5 hervorgeht, in der ich die Resultate dreier Versuchsreihen zusammengestellt habe: 1. betrug die Drahtlänge zwischen II und III 4 cm; 2. war ein 21 cm langer Draht zwischen II und III so zusammengebogen, daß der Abstand von II gegen III derselbe war, wie in 1.; 3. war die Drahtlänge = 21 cm und der Draht war ausgestreckt. Wie man sieht, differieren die beiden letzteren Reihen nur wenig, während die erste gegen die beiden anderen nach oben hin abweicht.

Ein ganz anderer Verlauf der Funkenpotentiale ergab sich nun aber, wenn beide Funkenstrecken mit ultraviolettem Licht bestrahlt wurden. Die Werte sind in Tabelle 3 unter „Beob." angegeben. Die Verhältnisse bezüglich Funkenstrecken usw., unter denen die Zahlen der Tabelle 3 beobachtet wurden, waren genau die gleichen wie bei Tabelle 2. Die Ergebnisse aus Tabelle 3 sind in den gestrichelten Linien der Fig. 2 graphisch dargestellt. In Tabelle 3 habe ich unter „Ber." die Summe des Funkenpotentials von F_1 plus dem Funkenpotential von F_2 angegeben und unter Δ die Differenz der beobachteten und berechneten Werte in Prozent von den berechneten Werten. Man sieht, daß diese Differenzen gering sind und meist innerhalb der Fehlergrenzen liegen. Ob die regelmäßige Abnahme der Differenzen innerhalb der einzelnen Reihen für F_1 von positiven Werten durch Null hindurch zu negativen Werten eine mehr zufällige Erscheinung ist oder nicht, vermag ich nicht zu entscheiden. Jedenfalls ist das Funkenpotential bei bestrahlten Funkenstrecken nahezu gleich der Summe der Einzelpotentiale. Ferner habe ich den Spannungsverlauf untersucht, wenn nur F_1, und weiter, wenn nur F_2 bestrahlt wurde. Wenn nur F_1 bestrahlt wird, so ist die Wirkung nahezu dieselbe, als wenn beide Funkenstrecken bestrahlt werden, wie aus Tabelle 6 hervorgeht. In dieser habe ich zum Vergleich noch die Zahlen für den Fall, daß beide F bestrahlt waren, hinzugefügt und habe für beide Fälle das Anwachsen des Funkenpotentiales von $F_1 + F_2$ in Prozent von F_1 berechnet. Die Differenz letzterer Zahlen ist unter Δ angegeben. Hieraus ergibt sich, daß die Werte für Bestrahlung nur von F_1 um ungefähr 10 Proz. von F_1 niedriger sind, als wenn beide F bestrahlt werden.

Wurde dagegen nur F_2 bestrahlt, so ergaben sich die bekannten Kurven, die ich ganz ohne Bestrahlung erhielt. Nur die Erhöhung des Potentials war sowohl für verschiedene F_1, wie auch für verschiedene Drahtlängen zwischen Kugel II und III stets ungefähr 13 Proz. von F_1. Dieses Verhalten zeigt Tabelle 7, in welcher die Funkenpotentiale von $F_1 + F_2$ in Prozent von F_1 mitgeteilt sind. Die verschiedenen Reihen für dasselbe F_1 entsprechen verschiedenen Drahtlängen zwischen Kugel II und III.

Befand sich zwischen Kugel II und III noch die Leidener Flasche, und wurden beide Funkenstrecken bestrahlt, so schwankten bei schnellerem Aufladen die Werte bei den Einzelentladungen stark hin und her und blieben unterhalb der sonstigen mit Bestrahlung gewonnenen Werte. Ließ ich den Motor aber genügend langsam laufen, so erreichten auch die aufeinanderfolgenden Einzelentladungen dieselben, und zwar die für bestrahlte Funkenstrecken geltenden Spannungen.

Um zu einer Erklärung all dieser eigentümlichen Erscheinungen zu gelangen, gehe ich von der von J. J. Thomson[1]) aufgestellten Theorie über den Mechanismus der selbständigen Funkenentladung aus. Nach ihr wird die Ionisation des Gases, die notwendig ist, um dieses in den für den Funkenübergang erforderlichen leitenden Zustand zu versetzen, dadurch bewirkt, daß negative Ionen, welche stets im Gase vorhanden sind, unter dem Einfluß des elektrischen Feldes bewegt werden und durch den Anprall an Gasmoleküle, den „Ionenstoß", neue negative Ionen

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. 50, 278, 1900. Siehe auch: Thomson-Marx, Elektr. Durchgang in Gasen, S. 399. Leipzig 1906.

Tabelle 3. F_1 und F_2 bestrahlt.

F_2	$F_1 = 1$ mm			$F_1 = 2$ mm			$F_1 = 3$ mm			$F_1 = 4$ mm			$F_1 = 5$ mm		
	Beob.	Ber.	Δ	Beob.	Ber.	Δ	Beob.	Ber.	Δ	Beob.	Ber.	Δ	Beob.	Ber.	Δ
0	4,57	4,57	±0,0	7,93	7,93	+0,0	11,15	11,15	±0,0	14,35	14,35	±0,0	17,17	17,17	±0,0
1	9,45	9,14	+3,4	12,70	12,50	+1,5	15,94	15,72	+1,4	19,03	18,92	+0,5	21,70	21,74	—0,2
2	12,96	12,50	+3,5	16,17	15,86	+2,0	19,34	19,08	+1,3	22,38	22,28	+0,4	24,93	25,10	—0,7
3	15,98	15,72	+1,6	19,17	19,08	+0,5	22,27	22,30	—0,1	25,19	25,50	—1,2	—	—	—
4	18,79	18,92	—0,7	21,98	22,28	—1,3	24,97	25,50	—2,1	—	—	—	—	—	—
5	21,43	21,74	—1,4	24,45	25,10	—2,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6	23,70	24,44	—3,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

erzeugen. Es würden jedoch bald alle negativen Ionen von der Elektrode fortgetrieben sein und damit würde der Strom erlöschen, wenn nicht auch die positiven Ionen auf dem Wege zur Kathode negative Ionen erzeugen könnten. Dieses geschieht nun nach J. J. Thomson durch das „Kathodenbombardement" der positiven Ionen. Letztere machen durch ihren Anprall auf die Kathode aus deren Metall bzw. aus der ihr unmittelbar anliegenden Gasschicht negative Elektronen frei. Diese werden von der negativen Ladung der Kathode abgestoßen, bzw. bewegen sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes und erzeugen nun ihrerseits wieder Ionen durch Spaltung der Gasmoleküle. Dieser Nachschub der negativen Ionen infolge

Tabelle 4. Ohne Bestrahlung.

F_1	F_2	Zwischen Kugel I u. IV nur eine Kugel (III)	Δ Proz.	Δ Korr.	Drahtlänge 21 cm	Δ Proz.	Δ Korr.	Drahtlänge 90 cm	Δ Proz.	Δ Korr.	Drahtlänge 120 cm	Δ Proz.	Δ Korr.	An Kugel II eine Leidener Flasche	Δ Proz.	Δ Korr.	F_2	F_1
	0,0	4,49	— 1,8	±0,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4,25	— 7,0	±0,0	0,0	
	0,5	7,27	+ 59,1	61,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4,33	— 5,3	2,0	0,5	
	1,0	8,19	+ 79,2	81,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*4,80	+ 5,0	12,0	1,0	
1	1,5	8,71	+ 90,6	92,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8,31	+ 81,8	89,0	1,5	1
	2,0	8,75	+ 91,5	93,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8,40	+ 83,8	90,0	2,0	
	2,5	12,60	+175,5	177,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	11,25	+146,0	153,0	2,5	
	3,0	15,26	+234,0	236,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	11,40	+149,0	156,0	3,0	
	3,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	14,04	+207,2	214,5	3,5	
	0,0	8,02	+ 1,0	±0,0	8,50	+7,2	±0,0	—	—	—	—	—	—	7,91	— 0,3	±0,0	0,0	
	0,5	8,83	+ 11,4	10,5	11,55	—	36,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,5	
	1,0	12,82	+ 61,7	60,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8,05	+ 1,5	1,5	1,0	
	1,5	14,10	+ 77,7	76,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,5	
	2,0	14,20	+ 79,0	78,0	11,65	—	37,0	—	—	—	—	—	—	7,99	+ 0,8	1,0	2,0	
	2,5	14,50	+ 82,8	82,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*8,90	+ 12,2	12,5	2,5	
2	3,0	14,41	+ 81,7	80,5	*15,50	—	80,0	—	—	—	—	—	—	*14,04	+ 77,0	77,5	3,0	
	3,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	14,40	+ 81,6	82,0	3,5	2
		15,7	+ 98,0	97,0														
	4,0	oder	oder	oder	21,85	—	157,0	—	—	—	—	—	—	14,36	+ 81,1	81,5	4,0	
		21,8	+175,0	174,0														
	4,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	14,69	+ 85,3	85,5	4,5	
	5,0	—	—	—	22,00	—	159,0	—	—	—	—	—	—	19,08	+140,5	141,0	5,0	
	5,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	19,11	+141,0	141,5	5,5	
	6,0	—	—	—	22,15	—	160,0	—	—	—	—	—	—	19,35	+144,0	144,5	6,0	
	0,0	11,18	+ 0,3	±0,0	11,90	+6,7	±0,0	12,05	+8,0	±0,0	11,95	+7,2	±0,0	11,46	+ 2,8	±0,0	0,0	
	0,5	12,48	+ 11,9	11,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,5	
	1,0	13,72	+ 23,0	22,5	15,35	—	29,0	—	—	—	13,57	—	13,5	11,46	+ 2,8	0,0	1,0	
	1,5	18,16	+ 62,9	62,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,5	
3	2,0	18,61	+ 67,0	66,5	15,50	—	30,0	14,05	—	16,5	13,83	—	15,5	11,55	+ 3,6	1,0	2,0	3
	3,0	19,34	+ 73,4	73,0	15,56	—	31,0	14,17	—	17,5	13,83	—	15,5	11,50	+ 3,1	0,5	3,0	
	3,5	19,24	+ 72,5	72,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	3,5	
	4,0	19,45	+ 74,4	74,0	*17,38	—	45,0	*24,70	—	105,0	*14,65	—	22,5	11,55	+ 3,6	1,0	4,0	
	5,0	19,90	+ 78,5	78,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*16,54	+ 48,0	45,0	5,0	
	0,0	14,41	+ 0,4	±0,0	15,00	+4,5	±0,0	14,93	+4,0	±0,0	15,00	+4,5	±0,0	14,60	+ 1,7	±0,0	0,0	
	0,5	*16,44	+ 14,5	14,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,5	
	1,0	*15,33	+ 6,8	6,5	19,20	—	28,0	17,57	—	18,0	—	—	—	14,65	+ 2,1	0,5	1,0	
	1,5	21,23	+ 49,8	49,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,5	
	2,0	22,62	+ 56,9	56,5	19,24	—	28,5	—	—	—	17,12	—	14,0	14,65	+ 2,1	0,5	2,0	
4	3,0	22,96	+ 60,0	59,5	19,29	—	29,0	—	—	—	17,25	—	15,0	14,65	+ 2,1	0,5	3,0	4
	4,0	23,55	+ 64,0	63,5	19,30	—	29,0	17,70	—	19,5	17,50	—	16,5	14,69	+ 2,1	0,5	4,0	
					etwa		etwa											
	5,0	24,39	+ 70,0	69,5	22,00	—	50,0	—	—	—	—	+4,5	—	14,69	+ 2,1	0,5	5,0	
	6,0	24,70	+ 72,0	71,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*19,72	+ 37,4	35,5	6,0	
	7,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*19,90	+ 38,7	37,0	7,0	
	8,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	22,61	+ 57,0	55,5	8,0	
	0,0	—	—	—	17,63	+2,7	±0,0	17,90	+4,3	±0,0	17,77	+3,5	±0,0	17,51	+ 2,0	±0,0	0,0	
	1,0	—	—	—	22,50	—	27,5	20,93	—	17,0	—	—	—	17,64	+ 2,8	1,0	1,0	
	2,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	20,18	—	13,5	17,55	+ 2,2	0,0	2,0	
	3,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	17,55	+ 2,2	0,0	3,0	
5	4,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	20,65	—	16,0	—	—	—	4,0	5
	5,0	—	—	—	22,95	—	30,0	21,05	—	17,5	—	—	—	17,47	+ 1,8	0,0	5,0	
								über		über								
	6,0	—	—	—	23,57	—	34,0	26,00	—	45,0	—	—	—	17,56	+ 2,2	0,0	6,0	

des Kathodenbombardements ist also wesentlich für den Eintritt der Funkenentladung.

Schließen wir uns dieser Auffassung an, so ist es klar, daß wir von dem Augenblicke an, wo der Ionentransport beginnt, kein rein statisches, sondern ein dynamisches Feld haben. Die eigentliche Entladung ist also ein rein elektrodynamischer Vorgang. Bis zur Entladung aber ist das elektrostatische Feld von größter Wichtigkeit. Insbesondere wird auch das Kathodenbombardement durch elektrostatische Influenz beeinflußt werden können.

Nehmen wir den Fall an, daß der Funke zwischen einer positiv geladenen und einer geerdeten Kugel übergehen soll, so ist die ganze geerdete Kugel vor der Entladung durch Influenz mit negativer Elektrizität bedeckt. Steht dagegen der positiv geladenen Kugel eine isolierte gegenüber, so ist auf dieser die Verteilung der Influenzladung eine ganz andere: der Punkt, an dem die Verbindungslinie der Kugelmittelpunkte die zweite Kugel trifft, muß am stärksten negativ elektrisch sein. Die Dichtigkeit der negativen Elektrizität muß mit Entfernung von diesem Punkte abnehmen, auf einem Kreise Null werden, und hinter diesem Kreise muß die Kugel in gleicher Verteilung positiv werden.

Im zweiten Falle wird natürlich die Bewegung, welche die durch den Aufprall positiver Ionen emittierten Elektronen erfahren, eine wesentlich geringere sein, als in dem Falle, wo die zweite Kugel geerdet ist. Es werden also in dem Falle der isolierten Kathodenkugel erheblich weniger negative Ionen als Folge des Kathodenbombardements wirksam sein können, als in dem Falle, wo diese Kugel geerdet ist. Also muß bei isolierter Kathode die Spannung erheblich steigen, um eine für den Funkendurchgang hinreichende Ionisation des Gases zu bewirken. Aus der Verteilung der Influenzladung geht also hervor, daß das Funkenpotential bei isolierter Kathodenkugel höher sein muß, als bei einer geerdeten.

Derartig sind nun die Verhältnisse bei den von mir untersuchten Erscheinungen. Aus dem experimentellen Befunde ging hervor, daß bei dem Zuschalten von F_2 (einer zweiten Funkenstrecke) das Funkenpotential um einen Prozentsatz von dem Funkenpotential von F_1 stieg,

Tabelle 5.

Ohne Bestrahlung. Erhöhung in Prozent von V_{F_1}.

1 : Draht zwischen II und III = 4 cm. 2 und 3 : Draht zwischen II und III = 21 cm. 1 und 2 : Entfernung von I zu IV die gleiche.

F_2	F_1 = 3 mm			F_1 = 4 mm		
	1.	2.	3.	1.	2.	3.
1	36,5	30,0	29,0	32,0	28,0	28,0
2	38,3	(31,0)	30,0	36,0	29,3	28,5
3	(38,3)	32,0	31,0	(36,8)	30,0	29,0
4	—	—	—	37,5	31,1	29,0
Im Mittel	37,7	31,0	30,0	35,8	29,6	28,6

Tabelle 6.

F_1	F_2	F_1 u. F_2 bestrahlt	Anwachsen in Prozent von V_{F_1}	F_1 allein bestrahlt	Anwachsen in Prozent von V_{F_1}	Δ der Prozente
2	0	7,93	—	8,35	—	—
	1	12,70	60,1	12,55	50,3	9,8
	2	16,17	103,9	15,80	89,2	14,7
	3	19,17	141,7	19,00	127,5	14,2
	4	21,98	177,2	22,05	164,1	13,1
	5	24,45	208,3	25,15	201,2	7,1
					Im Mittel	11,8
3	0	11,15	—	11,47	—	—
	1	15,94	42,9	15,10	31,5	11,4
	2	19,34	73,4	18,50	63,0	10,4
	3	22,27	99,7	21,60	88,4	11,1
	4	24,97	124,0	24,92	117,2	6,8
					Im Mittel	10,0
4	0	14,35	—	14,50	—	—
	1	19,03	32,6	17,91	23,5	9,1
	2	22,38	56,0	21,34	47,1	8,9
	3	25,19	74,8	24,60	69,6	5,2
					Im Mittel	7,7
5	0	17,70	—	17,20	—	—
	1	21,70	26,4	20,25	17,7	8,7
	2	24,93	45,2	23,90	38,9	6,3
					Im Mittel	7,5

Tabelle 7. F_1 unbestrahlt, F_2 bestrahlt. Erhöhung in Prozent von V_{F_1}.

F_2 mm	F_1 = 2 mm		F_1 = 3 mm				F_1 = 4 mm					F_1 = 5 mm	
1	13,5	Mittel 13,5	11,2	9,5 [1]	13,0	Mittel 11,9	13,7	11,4	10,6	16,4	Mittel 13,1	13,5	Mittel 13,4
2	13,5		11,6	10,3	13,8		13,7	11,1	10,7	16,6		13,5	
3	99,0		12,0	11,1	14,6		14,4	10,8	10,8	16,8		13,5	
4	103,5		85,0	70,0	81,0		15,0	10,5	10,9	17,1		13,3	
5	110,0		80,0	—	81,0		80,0	—	—	—		13,2	
6	184,0		—	—	—		—	—	—	—		—	
7	195,0		—	—	—		—	—	—	—		—	

1) Bei dieser Reihe war die Bestrahlung intensiver, wie bei den anderen.

innerhalb einer bestimmten Größe von F_2. Wuchs F_2 über diese Größe hinaus, so ging trotzdem bei dem vorigen (um einen bestimmten Prozentsatz erhöhten) Funkenpotential ein kleiner Funke zwischen Kugel I und II über. Daraus geht hervor, daß wir in diesem (um einen gewissen Prozentsatz erhöhten) Funkenpotential diejenige Spannung haben, die nötig ist, um Entladung zwischen einer geladenen und einer isolierten Kugel hervorzubringen. Am reinsten tritt dies in Erscheinung, wenn die beiden Funkenstrecken aus nur drei Kugeln gebildet werden. Dann erhalten wir beim Anwachsen von F_2 in der mittleren Kugel eine isolierte Kathode und dementsprechend die oben erörterte Funkenpotentialerhöhung. Diese beträgt für $F_1 = 2$ mm 80 Proz. und für ein $F_1 = 4$ mm etwa 65 Proz.

Haben wir dagegen an der Kugel II noch eine Leidener Flasche, so wird die Verteilung der Influenzladung auf Kugel II so sein, als wenn sie geerdet wäre: eine Erhöhung des Funkenpotentials kann nicht stattfinden. In der Tat sehen wir in diesem Falle, daß beim Zuschalten von F_2 sich das Potential nicht erhöht.

Fügen wir nun an die Kugel II, wenn nur diese zwischen Kugel I und IV vorhanden ist, eine geringe Kapazität an, etwa indem wir durch ein kurzes Drahtstück an Kugel II die Kugel III anschließen, so muß sich dadurch die Verteilung der Influenzladung auf Kugel II gleich ziemlich stark ändern, also muß auch die prozentische Erhöhung der Spannung ziemlich stark abnehmen: für ein Drahtstück von 3 cm Länge beträgt die Erhöhung nur noch 40 bis 50 Proz. Bei weiterem Anwachsen der Kapazität ändert sich das Funkenpotential immer weniger und wird schließlich erst bei relativ großer Kapazität gleich dem, wenn die Kugel geerdet ist. Der Abfall des Funkenpotentials ist also nicht proportional dem Zuwachs an Kapazität, wie es ja auch aus den Kurven der Fig. 3 hervorgeht.

In jedem Falle wird aber die zweite Funkenstrecke mit durchschlagen, solange das Funkenpotential von F_2 allein kleiner ist, als das zum Durchschlagen von F_1 erforderliche, je nach der Kapazität von Kugel II erhöhte Funkenpotential von F_1. Wird nun aber F_2 so groß, daß dieses nicht mehr hinreicht, um Funkenentladungen bei F_2 herbeizuführen, so erhält durch den kleinen Funken F_1 die Kugel II eine Ladung. Diese Ladung und die durch Influenz erzeugte Ladung ergeben eine neue Verteilung der Elektrizität auf Kugel II; infolgedessen muß die Spannung, die nunmehr nötig ist, um F_1 zu durchschlagen, wieder so weit anwachsen, bis sie hinreicht, auch F_2 mit zu durchschlagen. Bei weiterem Anwachsen von F_2 bleiben die Verhältnisse dann wieder eine Zeitlang dieselben, bis wiederum F_2 so groß wird, daß sein Eigenpotential größer ist, wie das von F_1 usw.

Da nun bei dem Funkendurchgang durch F_1 an die Kugel III sehr plötzlich eine Spannung angelegt wird, so wird sich die Funkenentladung durch F_2 für solche Werte von F_2, bei welchen der Knick der Kurve erfolgt, leicht verzögern; man beobachtet daher auch, daß dann die Funkenpotentiale der aufeinanderfolgenden Einzelentladungen stark schwanken. Ebenso haben wir bei sehr kleinen F_2 nicht mehr volle Isolation der Kugel II, daher auch dann die erforderlichen Spannungen sehr schwanken. Niemals aber können natürlich Spannungen auftreten, die größer wären, als die Summe der Einzelpotentiale jeder Funkenstrecke. Die Kurven für diese Summen bezw. die damit fast identischen Kurven für bestrahlte Funkenstrecken tangieren daher (Fig. 2) die Kurven, die man für die betreffenden $F_1 + F_2$ erhält.

Nach der anderen Seite hin werden diese Kurven darch die Kurve für eine einfache Funkenstrecke begrenzt. Nur in dem Falle, daß an Kugel II + III die Leidener Flasche angeschlossen ist, gehen die Kurven für zusammengesetzte Funkenstrecken über die einer einfachen hinaus. Dort haben wir nämlich durch F_1 hindurch die Entladung zwischen einem großen und einem kleinen Kondensator; es werden also bei der Entladung Oszillationen auftreten. Der Maximalwert der Spannung an Kugel III kann während dieser Schwingungen auf einen erheblich größeren Wert anwachsen, als der ursprüngliche Wert von Kugel I war. Also können auch noch größere F_2 durchschlagen werden, als der gemessenen Spannung entsprechen. Befindet sich an Kugel II + III keine einigermaßen beträchtliche Kapazität, so können Schwingungen höchstens sehr schwach auftreten. Ist also die Kapazität an Kugel II gering, so muß der Knick in den Kurven für $F_1 + F_2$ beim Erreichen der Kurve für eine einfache Funkenstrecke erfolgen, wie es ja auch der Fall ist.

Ganz anders muß nun aber der Funkenpotentialverlauf sein, wenn die Funkenstrecken mit ultravioletten Licht bestrahlt werden. Wie die Wirkung des ultravioletten Lichtes ist, d. h. ob dieses das Gas selbst ionisiert, oder nur aus dem Metall der Kugeln, insbesondere aus der Kathode, negative Ionen freimacht, ist für die vorliegende Untersuchung einerlei. Der zweite, also der photoelektrische Effekt auf die Kathode ist der überwiegende; auf jeden Fall werden durch die Bestrahlung zahlreiche negative Ionen in das Gas hineingebracht. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes werden diese einen ständigen Strom bewirken,

bis die Ionisation des Gases so stark wird, daß die Funkenentladung eintreten kann. Bestrahle ich also beide Funkenstrecken, so habe ich nur eine Spannung zwischen der Kugel I und der Kugel IV bzw. eine Spannungsdifferenz zwischen Kugel I und II und eine zweite zwischen Kugel III und IV. Ich muß also ein Funkenpotential erhalten gleich der Summe der Einzelpotentiale, falls ich so langsam auflade, daß der Spannungsausgleich zwischen Kugel I und II, auch III und IV vollzogen ist, ehe die wirkliche Funkenentladung eintritt. Sogar für den Fall, daß an Kugel II die Leidener Flasche angebracht war, konnte ich ja durch hinreichend langsames Aufladen erreichen, daß das Funkenpotential gleich der Summe der Einzelpotentiale war.

Bestrahle ich nur F_1, so hat das ungefähr denselben Erfolg, als wenn ich beide F bestrahle, doch habe ich dann bei F_2 erst kurz vor der Entladung durch Kathodenbombardement den nötigen Anstieg der Ionisation, während in F_1 die Ionisation vom ultravioletten Licht übernommen wird. Dies ist ein weiterer Beweis dafür, daß nur die Vorgänge in F_1 den eigentümlichen Verlauf der Kurven für unbestrahlte Funkenstrecken verursachen.

Bestrahle ich andererseits nur F_2, so ist, wie oben angegeben, der allgemeine Verlauf der Kurven derselbe, wie ohne Bestrahlung. Doch ist dann die Erhöhung des Funkenpotentials von F_1 auch für verschiedene Kapazitäten an Kugel II ungefähr dieselbe. Wir haben bei bestrahltem F_2 die Kugeln III und IV gewissermaßen durch einen konstanten Widerstand verbunden. Es wird also auch die Elektrizitätsverteilung auf Kugel II trotz verschiedener Kapazitäten (innerhalb einer gewissen Größe derselben) bei bestrahltem F_2 stets dieselbe sein, und wir erhalten daher eine für verschiedene Kapazität gleiche, einer relativ großen Kapazität entsprechende Erhöhung des Funkenpotentials von F_1.

Bei fast allen beschriebenen Messungen war Kugel I positiv geladen worden, Kugel II war also Kathode. Kontrollversuche (Tabelle 8) zeigten aber, daß negative Ladung der Kugel I keinen meßbaren Unterschied in den Erscheinungen bedingte, sowohl dann nicht, wenn beide Funkenstrecken unbestrahlt waren (wie in Tabelle 8 angegeben), wie auch nicht, wenn nur F_1 oder nur F_2 bestrahlt wurden. Bei bestrahlten Funkenstrecken ist die Gleichheit ohne weiteres einzusehen, da dann die Ionen durch fremde Kraft erzeugt werden. Aber auch ohne Bestrahlung wird der polare Unterschied sich nur in so geringer Weise bemerkbar machen können, daß etwaige Differenzen in die Grenzen der Meßgenauigkeit fallen. Denn durch indirekte Influenzwirkung wird die Dichte

Tabelle 8. Ohne Bestrahlung.
Erhöhung in Prozent von V_{F_1}.

F_1	F_2	Kugel I positiv		Kugel I negativ	
3	1	26,8	26,3	29,3	27,6
3	2	28,4	27,2	31,0	27,8
3	3	29,7	28,9	31,0	28,1
		28,3	27,6	30,4	27,8
		+ 28,0		+ 29,1	
4	1	27,4	27,4	27,2	28,8
4	2	27,4	31,3	27,6	27,4
4	3	27,4	31,0	27,2	31,3
4	4	27,4	31,2	27,6	31,2
		27,4	30,2	27,4	29,8
		+ 28,8		+ 28,6	

der Ladung an Kugel I, auch wenn diese Kathode ist, verändert werden müssen. Durch das so geänderte elektrische Feld wird in gleicher Weise, wie vorher angegeben, die Wirkung des Kathodenbombardements geändert, so daß fast dieselben Erscheinungen auftreten müssen, wie in dem Falle, daß Kugel I Anode ist.

Wir haben gefunden, daß durch Ionisierung von F_1 bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken das tatsächlich beobachtete Funkenpotential stark steigt, z. B. bei $F_1 = 4$ mm, $F_2 = 4$ mm und einer Drahtlänge zwischen Kugel II und III von 21 cm um 6500 Volt. Es wird also eine solche Funkenstreckenkombination äußerst empfindlich sein gegen Ionen, welche von außen zwischen Kugel I und II gebracht werden. Ich habe zur Probe etwas unterhalb in 10 bzw. 20 cm Entfernung von der Funkenstrecke F_1 eine nichtleuchtende Flamme aufgestellt. Je nach der Entfernung der Flamme stieg das Funkenpotential mehr oder weniger stark an. Eine derartige Anordnung könnte sich also vielleicht in manchen Fällen zur Untersuchung der Ionisierung als zweckmäßig erweisen.

Die im vorigen eingeführte Anschauung, daß infolge des veränderten Effektes des Kathodenbombardements das Funkenpotential erheblich vergrößert wird, hat die Erklärung einer Reihe verwickelter Erscheinungen bei der von mir untersuchten Funkenentladung über zwei hintereinander geschaltete Funkenstrecken ermöglicht. Aber auch für die Erscheinungen der einfachen Funkenentladung scheint sie mir von Wichtigkeit zu sein. Nach dem Bisherigen wäre also das Funkenpotential insofern ein relativer Begriff, als es wesentlich von der Anzahl und der Bewegung der negativen Ionen zwischen den Elektroden abhängt. Ein absolut statisches Funkenpotential — falls dieses überhaupt möglich ist — würde also wesentlich höher

liegen, als die bisher gemessenen, stets mehr oder weniger dynamischen. Daß das Funkenpotential durch starke Ionisation mittels Kathodenstrahlen beträchtlich sinkt, hat vor kurzem Herr Herweg[1]) experimentell nachgewiesen. Falls aber durch starke Ionisation das Funkenpotential stark herabgesetzt wird, muß auch notwendig durch geringe Ionisation eine geringe Herabsetzung erfolgen, d. h. also: wird das Gas einer Funkenstrecke ionisiert, so muß je nach dem Grade der Ionisation eine mehr oder weniger große Erniedrigung des Funkenpotentials erfolgen. Nun ist aber in scheinbarem Gegensatz hierzu das Potential einer Funkenstrecke, deren eine Kugel geladen wird und deren andere geerdet ist, bei langsamer Aufladung mit und ohne ultraviolette Bestrahlung fast das gleiche, wie es ja auch aus meinen beiden Reihen der Tabelle 1 hervorgeht. Herr Warburg[2]) erklärt diesen Umstand dadurch, daß die Bestrahlung mit ultraviolettem Lichte nicht das Funkenpotential herabsetze, sondern nur die im Dunkeln stets vorhandene „Verzögerung" aufhebe. Unter der von Jaumann[3]) entdeckten Verzögerung ist die Erscheinung zu verstehen, daß namentlich bei plötzlichem Anlegen der Spannung sich nicht hinreichend schnell Ionen bilden können; ehe daher die wirkliche Entladung eintritt, steigt die Spannung oft noch um ein beträchtliches. Die Verzögerung wird also durch Ionenarmut des Gases hervorgerufen. Ein „verzögertes" Funkenpotential ist demnach ein Funkenpotential, welches sich mehr oder weniger dem rein statischen nähert. Insofern hat Herr Warburg natürlich recht, als durch Ionenerzeugung die Verzögerung aufgehoben wird, da die Ionenkargheit aufgehoben wird. Gleichzeilig tritt aber eine Erniedrigung des Funkenpotentials ein, wenn man das rein statische (wahrscheinlich unmögliche) Funkenpotential zur Grundlage aller Funkenpotentiale wählt. Der scheinbare Gegensatz, der darin liegt, daß unbestrahltes und bestrahltes Funkenpotential gleich sind, würde sich also dahin erklären, daß bei unbestrahlter Funkenstrecke (bei langsamem Aufladen) durch das Kathodenbombardement ebenso viele Ionen erzeugt werden, als bei ultraviolett bestrahlter Funkenstrecke (einerlei ob bei schnellem oder langsamem Anlegen der Spannung) eben durch primäre oder sekundäre Ionisierung des Gases durch ultraviolettes Licht. Da nun die Stärke der durch Kathodenbombardement bewirkten Ionisierung naturgemäß sehr leicht schwankt, so ist die Folge davon, daß die im Dunkeln beobachteten Funkenpotentiale stets mehr oder weniger variieren. Hingegen sind die Funkenpotentiale bei Bestrahlung stets genau gleich, da die Bestrahlung eine gleichmäßigere Ionenerzeugung bewirkt. Auf diese Weise wäre also der Forderung Genüge geschehen, daß jede Ionisierung des Gases eine Herabsetzung des Funkenpotentiales zur Folge haben muß.

Die zu Anfang zitierte Folgerung des Herrn Heydweiller, daß eine Unterteilung der Funkenstrecke das Funkenpotential nur unwesentlich beeinflussen könne, trifft nach meinen Messungen also nur für ultraviolett bestrahlte Funkenstrecken zu. Dasselbe wird höchstwahrscheinlich der Fall sein bei Messungen mit Induktorbetrieb, wenn also nicht die eine Kugel geerdet ist. Sonst hätte eine größere Verschiedenheit, wie sie bei meinen Messungen hervortrat, Herrn Eickhoff[1]) bei seiner Untersuchung auffallen müssen, in welcher er nebenher das Funkenpotential einer unterteilten Funkenstrecke mit dem einer parallel geschalteten Funkenstrecke verglich. Dagegen also kann sich das Funkenpotential bei einseitig geerdeter unterteilter Funkenstrecke ganz beträchtlich ändern. Welchen Einfluß derartige Verhältnisse auf die Dämpfung haben, wäre eine weitere Frage.

Diese Untersuchung habe ich auf die liebenswürdige Anregung von dem jüngst verstorbenen Herrn Geheimrat Wüllner hin angestellt, der die Tatsache des eigentümlichen Spannungsverlaufs bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken bereits vor mehreren Jahren beobachtet hatte. Meine dankbare Verehrung dem Dahingeschiedenen gegenüber möchte ich auch an dieser Stelle aussprechen.

1) Herweg, Ann. d. Phys. (4) **24**, 326, 1907.
2) Warburg, Wied. Ann. **59**, 1, 1896 (siehe auch sein Autorreferat in J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, S. 370 ff., Leipzig 1906).
3) Jaumann, Wied. Ann. **55**, 656, 1894.

1) Eickhoff, diese Zeitschr. **8**, 497, 1907.

Aachen, Physikalisches Institut der Kgl. Techn. Hochschule.

(Eingegangen 19. Oktober 1908.)

W. Krebs (Groß-Flottbek), Das meteorologische Jahr 1907/1908.

Da eine Nachberechnung der fünf vorhergehenden Jahrgänge es als zulässig ergeben hatte, wurde für 1907/08 die Auszählung der unternormalen Monatswerte nur an 276 Monatssummen, von 23 reichsdeutschen Stationen, vorgenommen. Das Ergebnis war gleich günstig wie das vorjährige für die erwartete Zunahme der Niederschlagsneigung. Unternormal erwiesen sich nur 50 Prozent der Monats-, 44 Prozent der Jahreswerte. Die drei Jahrgänge 1905 bis 1908 hatten im Durchschnitt nur 49 Prozent der Monatswerte, 40 Prozent der Jahreswerte unter dem Normalen, gegen durchschnittlich 57

und 65 Prozent in den drei vorhergehenden Jahren der Trockenheit 1902 bis 1905.

An dem größeren Niederschlagsreichtum in europäischen Breiten hatte Mitteleuropa besonders Anteil durch starke Schneedecken in den letzten Winter- und den ersten Frühlingsmonaten und durch Wolkenbrüche auch in Niederungsgebieten während des Sommers. Nicht weniger als fünf Niederungsstationen meldeten Tagesbeträge zwischen 72 und 95 Millimetern. Dafür trat die Hagelgefahr zurück.

Die Hochwassergefahren waren vorwiegend örtlich beschränkt, abgesehen von den Schmelzfluten von Februar bis April. Größere Sommerfluten wurden hauptsächlich hintangehalten durch rechtzeitige Kälterückschläge in höheren Berglagen. Schwere, unter andern Umständen hochwassergefährliche Niederschläge fielen in der Schweiz noch sehr spät im Mai 1908 als Schnee. Eine eigenartige Folge der Schmelzfluten waren, besonders im März 1908, Totwassererscheinungen in den schiffbaren Unterläufen der Nordseeflüsse, besonders der Unterelbe, die mehrmals die Schiffahrt störten.

Die Sommerfluten der schwer heimgesuchten russisch-polnischen Ströme verschafften im Juni einem großen Teile Mitteldeutschlands das eigenartige Schauspiel einer Libellenwanderung. Beteiligt daran als fördernde Ursachen waren Gewitterstürme. An solchen war im Sommer 1908 überhaupt kein Mangel, mehr als einmal zum Schaden der in einer Phase reger Versuchstätigkeit begriffenen Flugschiffahrt. Diese Gewitterbildungen standen in einem so strengen Zusammenhang mit Steigerungen der der Erde zugekehrten Sonnentätigkeit, daß auf Grund ihrer sorgfältigen Kontrolle — anscheinend allein auf dieser Grundlage — die Sicherheit vorliegt, auf Tage, manchmal sogar auf Wochen, solche, besonders durch ihr plötzliches Hereinbrechen gefährlichen Sturmerscheinungen vorauszubestimmen.

Hand in Hand mit jenen direkten Einflüssen der Sonnentätigkeit auf die mitteleuropäische Atmosphäre ging die Vorbereitung der indirekten Einflüsse, die durch Ausbildung taifunartiger Stürme in den tropischen Herdgebieten an den Westseiten der Ozeane vermittelt werden. Ihnen war nicht allein die stürmische Natur des Januar, Februar und vor allem des August 1908 zuzuschreiben. Die Milde jener Wintermonate, wie vorher die ungewöhnliche Wärme des Oktober 1907 und später die Hitzwellen des Juli 1908 standen im gleichen Zusammenhang. Dem milden Januar gingen in Begleitung der ersten Taifuntiefs, die vulkanischen Staub aus dem Norden des Pazifik sogar bis über Berlin hinaus verbreiteten, nach dem Monthly Weather Review, während der letzten Dezemberwoche 1907 in Amerika „Chinook-conditions", also Föhnlage, am Osthange der Felsengebirge voraus. Der Hitzwelle des Juli 1908, die im Rheinland Schattentemperaturen bis 36 Grad, in Spanien sogar von mehr als 40 Grad brachte, ging eine noch stärkere Hitze im Osten der Union voraus.

Die schweren Niederschläge des Jahrgangs, die zum Glück vorwiegend in anderen Teilen Europas fielen, wurden gebracht von Teilerscheinungen der besonders gern zu Rinnenbildungen neigenden Taifuntiefs. So wiesen sich diese, wie in ihren tropischen Heimatländern, als die hauptsächlichsten Träger der Niederschläge aus. Das kann nicht wundernehmen, nachdem für Taifuntiefs der Philippinen nachgewiesen worden ist, daß sie dem in Südafrika, in der Schweiz und in Zentralasien bestätigten Steigungsgesetz der Niederschlagsbildung als ganze Wirbel unterworfen sind, einem Gesetz, das umfassend zuerst gelegentlich der geophysikalischen Verhandlungen der Breslauer Versammlung vor vier Jahren formuliert wurde.

Eine eigenartige Folgeerscheinung der Sonnentätigkeit war in den Sommermonaten die reiche Entwicklung von Sonnencirren und die Lichterscheinungen, die sich in ihnen ausbildeten. Halo-Erscheinungen der seltensten Art konnten wiederholt beobachtet werden. Der Bishopsche Lichtkranz war ebenfalls häufig. Besonders drängten sie sich auf an der Wende des Juni zum Juli durch den Zusammenhang mit auffallenden Nachdämmerungen, die von mir auf Grund der aleutischen Katastrophen und des Falls vulkanischer Aschen in Ostdeutschland um Wochen und Monate vorausgesagt werden konnten. (Vgl. u. a. „Das Weltall" vom 1. Juni und vom 1. Oktober 1908.) Es scheint, daß die in die Hochatmosphäre gelangten Dunst- und Staubmassen vulkanischer Herkunft der Cirrusbildung günstig waren, wohl durch Vermehrung der Kondensationskerne.

Jedenfalls waren die roten Bögen, die gelegentlich der Nachdämmerung des 30. Juni 1908 an einigen Orten gesehen wurden, nach meinen vorhergehenden Beobachtungen der gleichen Erscheinung, nichts anderes als Sonnenringe nach Sonnenuntergang.

Ist in diesen Bögen eine Eroberung von rein wissenschaftlichem Interesse zu begrüßen, so gewährten andere Erscheinungen der Cirrusregion Ausblicke von großer praktischer Bedeutung. Die Streifungen der Sonnencirren erwiesen sich mit zunehmender Deutlichkeit als Spuren momentaner Sonnenwirkung. Auf Grund dieser, erst vorläufig formulierten Arbeitshypothese gelang es wiederholt, Schlüsse auf atmosphärische Störungen zu ziehen, die in antipodalen Gebieten der Tropen durch die Sonnentätigkeit veranlaßt waren, manchmal aber nach Wochen indirekt zur Wirkung auch auf das mitteleuropäische Wetter gelangten. Jene Cir-

russtreifungen verheißen also nicht allein eine Grundlage für Ferndiagnosen, sondern auch für Fernprognosen der Witterung.

(Eingegangen 5. Oktober 1908.)

W. Krebs (Groß-Flottbek), Die Beobachtung der Sonnenfinsternis im Dezember 1908 und die Erforschung des Bouvet-Meeres.

Am 22./23. Dezember 1908 ist in den Meeresgebieten südwärts von Afrika eine Sonnenfinsternis sichtbar, die total ist bis zu etwas mehr als 11 Sekunden Dauer. Sie würde also eine oder sogar zwei photographische Aufnahmen der inneren Korona gestatten. Doch auch die bloß visuelle Beobachtung und Aufzeichnung der Gestalt der Korona würde von unersetzlichem Werte sein in der derzeitigen Epoche einer übermäßig anhaltenden Steigerung der Sonnentätigkeit. Sie würde auch praktischen Wert erlangen, der von Tag zu Tag dringenderen Frage der Abnahme dieser Tätigkeit gegenüber[1]). Die Totalität erreicht jene längste Dauer unter 54° südlicher Breite, bei den Bouvet-Inseln. Die relative Nähe des mathematischen und des magnetischen Südpols stellen besonders interessante meteorologische, elektrische und magnetische Beobachtungen in Aussicht.

Die praktische Durchführung einer Expedition zu allen diesen Sonnenfinsternisbeobachtungen erscheint geographisch durchaus vertretbar. Die Totalitätszone führt hart vorüber an einer der Inseln des Bouvet-Archipels, die nach zuverlässigen Berichten die einzige ist, welche Gelegenheit zur Landung bietet. Wahrscheinlich streicht die Totalitätszone sogar über diese Insel selbst. Es ist die am 10. Dezember 1825 von dem britischen Walfänger Norris entdeckte Thompson-Insel. Von der deutschen Tiefseeexpedition auf dem Dampfer „Valdivia" wurde sie im November 1898 allerdings vergeblich gesucht. Das geschah aber an zwei Stellen, die beiderseits der Thompson-Insel um etwa 68 Seemeilen auseinander lagen, und innerhalb dieser Stellen lag, in der mit der Totalitätszone ungefähr übereinstimmenden Zone der als zuverlässig angesprochenen geographischen Breite, auch die Landstelle, welche von den ersten Entdeckern des Archipels, den französischen Kapitänen Bouvet und Hay, am 1. Januar 1739 ausgemacht und als Kap Circoncision bezeichnet wurde.

Eine besondere physikalische Bedeutung beansprucht die für November und Dezember 1908 vorgeschlagene Expedition insofern, als sie Anlaß bietet, die geophysikalischen Anschauungen über das Bouvet-Meer zu revidieren, und die Möglichkeit in Aussicht stellt, sie in ganz bestimmter Richtung weiterzuführen. Der hauptsächliche Einwand gegen die Durchführbarkeit, die Treibeisgefahr des hohen Südens, darf schon auf Grund der antarktischen und subantarktischen Forschungsergebnisse, die dem letzten Jahrzehnt zu danken sind, als hinfällig angesehen werden. Es ist unrichtig, daß ein Vorstoß der antarktischen Eistrift gerade in das Bouvet-Meer angenommen wird. Die Eisberge, die im November 1898 von der „Valdivia" bei der von ihr wiederentdeckten einen Bouvet-Insel gesichtet wurden, charakterisierten sich, wie die von der „Gauß" aus bei den Crozet-Inseln gesehenen, als örtlichen Ursprungs, von den Gletschern der Inseln selbst. Die eigentliche, große und ungleich gefährlichere Eistrift der Antarktis wurde erst 1 bis 2 Breitengrade südlich jener Bouvet-Insel von der „Valdivia" angetroffen.

Ein anderes Verhalten ist nach den neuen Ergebnissen der antarktischen Temperaturaufnahme gar nicht zu erwarten. Denn die sekundären Kältepole des hohen Südens, die wie die des hohen Nordens auch die hauptsächlichen Ausgangsgebiete der großen Eistriften bezeichnen müssen, liegen südlich von Südamerika und von Australien, nicht südlich von Afrika.

In diesem Blick stellt sich eine hervorragende Bedeutung der vorgeschlagenen genaueren Erforschung des Bouvet-Meeres für die Schiffahrt heraus, besonders für die große Segelschiffahrt des höheren Südens. Diese darf südlich Afrika dann mindestens ebenso hoch nach Süden ausgedehnt werden wie südlich Südamerika, wo die großen Segler sogar den 60. Parallelkreis südlicher Breite kreuzen. Dieser größere Spielraum gewährt ihnen aber die Vorteile einer rationelleren Ausnutzung der Windverhältnisse nördlich der antarktischen Eisgrenze. Durch die Sicherung eines Anker- und Depotplatzes auf der Thompson-Insel, die selbst schon Gelegenheit zur Einnahme frischen Fleisches von Robben- und Flugwild bietet, würden diese neuen, besseren Schiffahrtswege noch einen besonders wirksamen Stützpunkt erlangen.

(Eingegangen 5. Oktober 1908.)

W. Krebs (Groß-Flottbek), Das Bild der Erde in Mondentfernung.

Ein Blick auf den Globus in äquatorialer Richtung lehrt, daß von Projektionen für das

1) Schon aus diesem Grunde erscheint es nicht richtig, daß einer der in der allgemeinen Sitzung der Abteilungen Geophysik und Geographie der Naturforscherversammlung in Cöln anwesenden Astronomen, die sich allerdings zur Diskussion als nicht kompetent erklärten, auf die nächst erreichbare totale Sonnenfinsternis vertröstete. Diese ist nach Tennant vielleicht für Mai 1910 auf Tasmanien, nach Todd erst für April 1911 zu erwarten in der Südsee, nicht, wie jener Astronom angab, in Spanien. Die hier erwartete nächste Sonnenfinsternis findet erst im April 1912 statt, und es ist noch nicht einmal sicher, ob sie dort wirklich total wird. Sicher ist nur, daß sie im günstigsten Falle eine ganz kurze Totalität erreicht.

natürliche Erdbild mit Mädler die orthographische Äquatorial-Projektion zu wählen ist. Die Polargebiete jenseit 66 Grad kommen für diese Blickrichtung so gut wie gar nicht in Betracht.

Für die Lichtentfaltung maßgebend erscheinen in erster Reihe die weißen Nebel-, Wolken- und Schneedecken der Erdkugel. Da die Bewölkung über den Tropen im ganzen Jahre vorwiegt und auf der Südhalbkugel nach Arrhenius durchschnittlich um 10, nach meinen eigenen Berechnungen an neuerem Material sogar um 13 Proz. gegenüber der Nordhalbkugel zu überwiegen pflegt, sind entscheidend für die jeweilige Helligkeit des Erdlichtes die mittleren Breiten der Nordhalbkugel. Das wird bestätigt durch ungewöhnliche Helligkeit des von der nicht besonnten Mondoberfläche zurückgeworfenen Erdscheines, die in Europa Schröter an Herbstmorgen, ich selbst am zunehmenden Mond des Februar 1901 und des März 1908 beobachtete. Denn an Herbstmorgen pflegt über den überwiegenden Landflächen der Alten Welt die Nebelbildung besonders rege zu sein, und in den erwähnten Epochen 1901 und 1908 zeichneten sich die Landgebiete der Erde in mittleren Nordbreiten durch ungewöhnlich starke Schneebedeckung aus, der ganze Erdenrund in gleicher Breite durch erhebliche Neigung zur Nebel- und Wolkenbildung.

Dann wird aber die Verteilung von Land- und Wasserflächen auf der Erde, die von Lambert und auf neuerer Grundlage von Schröter zur Erklärung jener wechselnden Erdhelle herangezogen wurde, frei für die Erklärung der farbigen Tönungen des grauen Erdlichtes, wie es von den unbesonnten Flächen des zu- und des abnehmenden Mondes zurückgeworfen wird. Von bläulichen Tönen werden demnach Meeresfärbungen, von grünlichen und gelblichen Tönen Farben bewachsenen und kahlen Landes wiedergegeben. Als neue Tönung wurde in dem durch kräftige Dämmerungsfarben ausgezeichneten Frühsommer 1908 eine rötliche dazu aufgefunden, die aus dem Dämmerungsrot erklärt werden durfte.

Da alle jene Färbungen von der bei ihrer Rauheit ziemlich stumpfen Spiegelfläche des Mondes auf 2×384000 Kilometer hin wiedergegeben werden, muß auf eine ausnehmend große Farbenpracht des natürlichen Erdbildes geschlossen werden. Sein Reiz wird noch erhöht durch den Wechsel der Erscheinungen, die von der Verschiedenheit der Erdseiten, der Erdphasen, der Tages- und der Jahreszeiten hervorgerufen werden, und vor allem durch den Wechsel im Verhüllen und Enthüllen, der den langsam dahinziehenden Wolkendecken zufällt. Ihr schneeiges Weiß wird nur innerhalb der Dämmerungszone umgefärbt, in farbige, vorwiegend in rosige Töne, die die Viertel der Erde gegen die Nachtseite abgrenzt und Vollerde wie Neuerde als farbiger Kranz umschließen.

Es ist beabsichtigt Serien farbiger Diapositive des Erdbildes in einem optischen Verlage, etwa in dem des Herrn Dr. Krüß in Hamburg, herauszugeben.

(Eingegangen 5. Oktober 1908.)

W. Krebs (Groß-Flottbek), Photographien der Nachdämmerung des 30. Juni 1908 und einer Bishopschen Aureole.

Dämmerungen und Lichterscheinungen vulkanischen Ursprungs waren nach den aleutischen Ausbrüchen des Jahres 1907 und den Aschenfällen des 6. Januar 1908 in Ostdeutschland, von mir erwartet worden. Ich führe in dieser Hinsicht eine Veröffentlichung über diese Aschenfälle im „Weltall“ vom 1. Juni 1908 an. So kam es, daß nach Eintritt der erwarteten Erscheinungen am 30. Juni und im Juli mir einige Photographien zugingen, die in Eppendorf, einem nördlichen Vororte Hamburgs, dem Besitzer einer Görz-Anschütz-Kamera, Herrn Sington-Rosdal, geglückt waren. Die eine hatte in der Zeit von 11 Uhr 7 bis 11 Uhr 15 abends, also innerhalb 8 Minuten Exposition, die Nachdämmerung des 30. Juni 1908 festgehalten. Eine Gasglühlichtlaterne, die gleichfalls abgebildet wurde, gestattet photometrische Abschätzung des hellsten Teiles auf $^1/_{120}$ Hefnerkerze. Eine mitaufgenommene Flaggenstange von bestimmter Höhe und Entfernung ermöglicht, die Gradhöhe bis zur zenitalen Grenze der Lichtfläche auf 9 bis 10^0, ihre größte Breite in gleicher Richtung auf 3^0, ihre azimutale Länge auf 20 bis 25^0 zu schätzen. Einige Tage später gelang Herrn Sington-Rosdal am Spätnachmittag die Photographie einer Bishopschen Aureole von einfacher Form, mit nur etwa 1^0 Halbmesser. Diese Photographien erinnern an die Photographien von Halo-Erscheinungen, die im Jahre 1900 in Aachen zuerst ausgeführt und der gleichen Abteilung auf der dortigen Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte vorgelegt wurden, nachdem fünf Jahre vorher von mir selbst in der Meteorologischen Zeitschrift auf die Möglichkeit solcher Photographien hingewiesen war. Auch von den Eppendorfer Photographien ist die Herausgabe farbiger Diapositive für Projektions-Zwecke in dem erwähnten Verlage beabsichtigt.

(Eingegangen 5. Oktober 1908.)

BESPRECHUNGEN.

Aspirations-Psychrometer-Tafeln. Herausgegeben vom Königl. Preußischen Meteorologischen Institut. gr. 4. XIV und 90 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1908. M. 6,—.

Als bestes Instrument zur Ermittelung der Lufttemperatur hat sich in letzter Zeit das Aßmannsche Aspirationspsychrometer mehr und mehr eingebürgert, obwohl seine Verwendung als Psychrometer den Übelstand nach sich zog, daß Dampfdruck und relative Feuchtigkeit der Luft in jedem Falle besonders berechnet werden mußten. Zur leichten Bestimmung dieser beiden meteorologischen Elemente sollen nun die vorliegenden im meteorologischen Institut berechneten Tafeln dienen. Sie geben mit den Argumenten trocknes und feuchtes Thermometer direkt Dampfdruck und relative Feuchtigkeit in den „ausführlichen Tafeln", denen unter Annahme eines normalen Luftdrucks von 755 mm die Sprungsche Formel zugrunde liegt. Korrektionen für andere Werte des Luftdrucks findet man in den Hilfstafeln. Weitere Hilfstafeln erleichtern die Berechnung überall da, wo die ausführlichen Tafeln nicht mehr ausreichen, also für extreme Werte der Lufttemperatur. Mischungsverhältnis, spezifische und absolute Feuchtigkeit, Größen, die gelegentlich gebraucht werden, sind, in bequemer Form tabuliert, beigegeben. Die Anordnung der Tafeln ist sehr übersichtlich und für den Gebrauch sehr angenehm, der Druck läßt nichts zu wünschen übrig.

E. Przybyllok.

R. Neuhauß, Lehrbuch der Mikrophotographie. Dritte, umgearbeitete Auflage. gr. 8. XVI u. 288 S. mit 63 Abbildungen in Holzschnitt, 1 Autotypietafel, 1 Tafel in Lichtdruck und 1 Heliogravüre. Leipzig, S. Hirzel. 1907. M. 9,—, gebunden M. 10,—.

Bei strenger Sachlichkeit hat es der Autor verstanden, das vorliegende Buch auch recht unterhaltend zu schreiben, was bei einem Lehrbuche gewiß nicht leicht ist. Im ersten Abschnitt wird der mikrophotographische Apparat, im zweiten werden die für die Mikrophotographie verwandten Objektive und Okulare, im dritten und vierten die Beleuchtungsmethoden, im fünften Apparate für besondere Zwecke und in den beiden letzten Abschnitten wird das photographische Positiv- und Negativverfahren besprochen. Der Verfasser behandelt in jedem Abschnitt zunächst ziemlich eingehend die historische Entwicklung und macht dann auf die Vor- und Nachteile der jetzt üblichen Untersuchungsmethoden aufmerksam. Die Fortschritte der letzten Jahre sind in der neuen Auflage im allgemeinen gebührend berücksichtigt worden, nur hätten in dem Abschnitt über „Aufnahmen in natürlichen Farben" die Methoden der Dreifarbenphotographie, die gerade in den letzten Jahren auch auf mikrophotographische Objekte angewandt wurden, Aufnahme finden können. Die Anerkennung, die das Werk in seinen früheren Auflagen gefunden hat, wird auch der neuen nicht versagt werden: es ist nach der Ansicht des Referenten das beste deutsche Lehrbuch der Mikrophotographie.

Riesenfeld.

Gustav Mie, Moleküle, Atome, Weltäther. Zweite Auflage. Mit 27 Figuren im Text. „Aus Natur und Geisteswelt". 58. Bändchen. kl.-8. II u. 142 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Preis M. 1,—, in Lnwd. geb. M. 1,25.

Aus der Niederschrift eines sechsstündigen Vortragszyklus, den Verfasser in einem Ferienkursus im Jahre 1903 zu Greifswald gehalten hat, ist durch Erweiterung ein überaus anregendes Büchlein entstanden, das dem Leser einen Einblick in das System der heutigen Physik gestattet. Die jetzt vorliegende zweite Auflage des empfehlenswerten Werkes ist gegen die erste hauptsächlich durch die Einfügung eines Abschnittes über die radioaktiven Körper erweitert worden.

Max Iklé.

Fragekasten.

Vor einiger Zeit las ich irgendwo den Hinweis auf eine Tangentenbussole, die bei einer Ablenkung von 45° mittels geeignet angebrachter Prismen noch die Ablesung mit Fernrohr, Spiegel und Skala gestatte. Es ist mir trotz angestrengten Suchens nicht möglich gewesen, die Stelle wieder aufzufinden. Vielleicht kann ein Leser mir Auskunft geben.

H. B.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Bonn Dr. Julius Gewecke für Chemie, an der Universität Münster Dr. Wilhelm Matthies für Physik, an der Universität Göttingen Dr. Conrad Müller für Mathematik.

Berufen: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Halle Dr. Karl Tubands zum Abteilungsvorsteher am Chemischen Institut daselbst.

Ernannt: Der Privatdozent an der tschechischen Universität Prag Dr. Franz Rusl zum a.o. Professor der Mathematik an der tschechischen technischen Hochschule in Prag, Dr. Hugo Schultze zum ständigen Mitarbeiter bei der Physikalisch-technischen Reichsanstalt in Berlin, der Lektor für Metallchemie an der Universität Glasgow C. E. Fawsitt zum ord. Professor für Chemie an der Universität Sydney.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Fig. 1. Platte No. 54. Wölsend. Fluorit. 42h Exp. Vorher 15′ mit Bogenlicht bestrahlt. Dunkelzeit 1h 20′.

Fig. 2. Platte No. 69. Wölsend. Fluorit. 46h Exp. 5 Tage unbelichtet.

Fig. 3. Platte No. 75. Wölsend. Fluorit. 46h Exp. 9 Tage unbelichtet.

Fig. 4. Platte No. 148. Wölsend. Fluorit. 384h Exp. 84 Tage unbelichtet.

Fig. 5. Platte No. 230. Wölsend. Fluorit. 1440h Exp. 150 Tage unbelichtet.

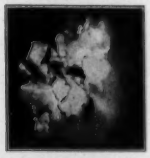

Fig. 6. Platte No. 88. Säntis Fluorit. 47h Exp. Vorher 15′ mit Bogenlicht belichtet. Dunkelzeit 30′.

Fig. 7. Platte No. 128. Säntis Fluorit. 47h Exp. 22 Tage unbelichtet.

Fig. 8. Platte No. 240. Säntis Fluorit. Belichtet mit $\lambda = 700—470\ \mu\mu$. Halb auf Filter durchlässig für $\lambda = 470—410\ \mu\mu$.

Fig. 9. Platte No. 296. Säntis Fluorit. Belichtet mit $\lambda = 700—250\ \mu\mu$. Halb auf Filter durchlässig für $\lambda = 470—410\ \mu\mu$.

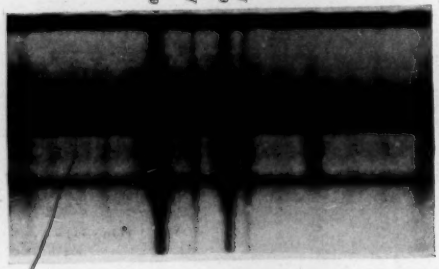

Fig. 1a.

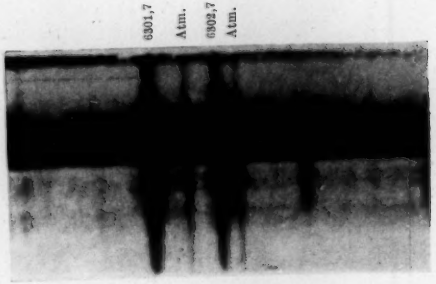

Fig. 1b.

Fig. 2a.

Fig. 2b.